

SÉRIE A, N° 3687

N° D'ORDRE : 4539

THÈSES

PRÉSENTÉES

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Roger FOUCHER

1^{re} THÈSE. — «Contribution à l'étude des déformations
quadrapolaires des Noyaux lourds».

2^e THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le *6 juin* 1961 devant la Commission d'examen.

MM. PERRIN F.	} Examineurs.	Président.
LUCAS R.		
TEILLAC J.		

THÈSES

PRÉSENTÉES

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Roger FOUCHER

1^{re} THÈSE. — «Contribution à l'étude des déformations
quadrupolaires des Noyaux lourds».

2^e THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le

1961 devant la Commission d'examen.

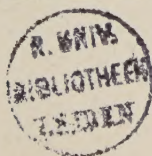
MM. PERRIN F.

Président.

LUCAS R.

TEILLAC J.

} *Examineurs.*



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen..... J. PERÈS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	FORTET	T	Calcul des probabilités.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	SCHWARTZ	T	Calcul diff. et intégral.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	MALAVARD	T	Aviation (Techn. aéron.).
BOURCAT	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	BRELOT	T	Calcul différentiel.
PLANTEFOL	T	Botanique.	NORMANT	T	Synthèse organ. générale.
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés.	BÉNARD	T	Chimie (E.N.S.C.P.).
PRÉVOST	T	Chimie organique.	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
BOULIGAND	T	Analyse appliquée à la Géométrie.	DUGUÉ	T	Statistiques mathémat.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
WYART	T	Minéralogie et Cristallogr.	ULRICH	T	Physiologie vég. (E.N.S.).
TEISSIER	T	Zoologie.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appl.
MANGENOT	T	Biologie Vég. (rsay).	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	CHADEFAUD	T	Botanique.
MONNIER	T	Physiologie des Fonctions.	M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie.
PIVETEAU	T	Paléontologie.	SALEM	T	Mathématiques générales.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	LELONG	T	Mathématiques générales.
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
LAFITTE	T	Chimie générale.	EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.	FRANCON	T	Physique (S.P.C.N.).
COULOMB	T	Physique du globe.	GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie.	GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	PISOT	T	Calcul des probabilités.
DRACH	T	Zoologie.	ROCH	T	Géologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).	SCHATZMAN	T	Astrophysique.
EPHRUSSI	T	Génétique.	TERMIER	T	Paléontologie stratigraph.
RIVIÈRE	T	Géologie (Orsay).	ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
GAUTHERET	T	Biologie (P.C.B.).	LENNUIER	T	Physique (P.C.B.).
LUCAS R.	T	Recherches physiques.	RIZET	T	Génétique (Orsay).
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.	ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
ARNULF	T	Optique appliquée.	M ^{me} TONNELAT	T	Relativité.
MORAND	T	Physique Enseignement.	DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).	SOUCHAY	T	Chimie (P.C.B.).
FORTIER	T	Mécan. expér. des Fluides.	AIGRAIN	T	Electrotechnique générale.
DANJON	T	Astronomie.	BRUSSET	T	Chimie minérale.
PETIT	T	Biologie maritime.	M. LÉVY	T	Physique théor. des hautes énergies (Orsay).
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	M ^{me} CHAIX	T	Chimie biologique.
GALLIEN	T	Embryologie.	M ^{me} HUREL-PY	T	Biologie végétale (P.C.B.).
EICHORN	T	Biologie vég. (P.C.B.).	PIAUX	T	Chimie (S.P.C.N.).
DE CUGNAC	T	Biologie vég. (S.P.C.N.).	BRUN	T	Mécan. expér. des fluides.
M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.	LEDERER	T	Chimie biologique.
THELLIER	T	Physique du globe.	M ^{me} DUBREIL	T	Mathématiques (Agreg.).
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).	M ^{me} LELONG	T	Géologie (S.P.C.N.).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).	COTTÉ	T	Physique (M.P.C.).
PONCIN	T	Mécanique générale.	DUBOIS J.-E.	T	Chimie (M.P.C.).
DUBREIL	T	Arithmétique et Théorie des nombres.	LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
QUELET	T	Chimie organique.	MICHEL André ...	T	Chimie minérale (Orsay).
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.	OLMER	T	Energétique générale.
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.	ROUAULT	T	Physique.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.	GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
JUNG	T	Pétrographie.	BARCHIEWITZ	T	Chimie physique.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.	BROSSEL	T	Physique atomique.
WIEMANN	T	Chimie organ. et struct.	BUSER	T	Biologie animale (P.C.B.).
JACQUINOT	T	Spectroscopie (Orsay).	CAMUS	T	Biologie végétale (P.C.B.).
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.	CASTAING	T	Physique (Orsay).
DESTOUCHES	T	Théories physiques.	CURIEN	T	Minéralogie et Cristallogr.
PRUVOST	T	Géologie.	MOYSE	T	Physiologie végét. (Orsay).
AMIEL	T	Chimie des Solides.	PANNETIER	T	Chimie (Orsay).
HOCART	T	Minéralogie et Cristallogr.	POSSOMPES	T	Biologie animale (P.C.B.).
J.-P. MATHIEU ..	T	Recherches physiques.	PULLMANN	T	Chimie théorique.
COUTEAUX	T	Biol. animale (P.C.B.).	TEILLAC	T	Physique nucléaire et Radioactivité (Orsay).
MAY	T	Zoologie (Orsay).	TONNELAT	T	Biologie physico-chim.
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie.	VILLE	T	Econométrie.
FELDMANN	T	Biologie végétale (P.C.B.).	WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.).
GUINIER	T	Phys. des Solides (Orsay).	DODE	T	Chimie (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.	FREYMANN	T	Physique (S.P.C.N.).
			GUINOCHE	T	Biologie vég. (Orsay).
			ROLLET	T	Chimie (P.C.B.).
			M ^{lle} JOSIEN	T	Chimie (P.C.B.).
			CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et Théorie des groupes.
			ARNOULT	T	Electronique (Orsay).

CHAPELLE	T	Physique (Orsay).	ELLENBERGER	Géologie appliquée.
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).	FRANC	Biol. animale (P.C.B.).
DENY	T	Mathémat. gén. (Orsay).	SCHNELL	Botan. tropicale (Orsay).
GERMAIN	T	Mécan. théor. des fluides.	STOLKOWSKI	Biol. animale (P.C.B.).
LUCAS G.	T	Géologie.	ACHER	Chimie biol. (Orsay).
ALLARD	T	Chimie physique.	BAUDOIN	Biologie.
BERTHELOT	T	Physique fondament. des hautes énergies (Orsay).	BEAUMONT	Biologie animale.
BRICARD	T	Météorologie.	BLAMONT	Géophysique ionosphère.
M ^{me} ALBE-FESSARD		Psychophysologie.	BOURREAU	Biologie végét. (S.P.C.N.) (Orsay).
FRIEDEL		Phys. des Solides (Orsay).	CURIE D.	Physique (M.G.P.).
M. JULIA		Chimie organ. structurale.	DURAND-DELGA ..	Géologie.
LENDER		Biologie anim. (S.P.C.N.) (Orsay).	FRÉON	Chimie organique (Orsay).
MAGAT		Physico-chimie des rayon.	HELLER	Physiologie végétale.
M ^{lle} QUINTIN	T	Electrochimie.	TORTRAT	Calcul des probabilités.
MONOD	T	Biochimie cellulaire.	CAILLEUX	Géologie (S.P.C.N.).
BENOIT	T	Physiol. anim. (Orsay).	MAGNAN	T Physique (P.C.B.).
DE POSSEL	T	Analyse numérique.	DAUDEL	Mécanique ondul. appliq. à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
CHARLOT	T	Chimie analytique.	M ^{lle} FOURCROY ..	Biologie vég. (S.P.C.N.).
HAISSINSKY	T	Radiochimie.	BARRAUD	Physiologie cellulaire.
LÉMÉE	T	Physiol. B.M.P.V. (Orsay).	NOIROT	Evolution des êtres organ.
GUÉRIN	T	Chimie (Orsay).	M ^{me} FOURES-	
CHATELET M.		Chimie (P.C.B.).	BRUAT	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.
JEAN		Physique (Orsay).	M ^{lle} VEIL	Physiologie générale.
MATTLER	T	Physique (Orsay).	LWOFF	T Microbiologie.
MICHEL Louis ...		Physique théor. (Orsay).	SIESTRUNCK	T Mécanique phys. et expér.
RUMPF		Chimie (P.C.B.).	LACOMBE	T Métallurgie (Orsay).
BERGERARD		Biol. animale (S.P.C.N.) (Orsay).	BROCHARD	T Physique P.C.B. (Orsay).
BERTEIN		Electronique (Orsay).	CABANNES	T Mécanique générale.
BOUSSIÈRES		Chimie des Radioéléments (Orsay).	LESIEUR	T Mathémat. M.P.C. (Orsay).
M ^{me} COUTURE ...		Thermodynamique et Mé- canique physique.	MAZET	T Mécanique gén. (Orsay).

Secrétaire général R. POUILLAIN.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553822_0017

CHAPITRE PREMIER

INTERVENTION DE LA DÉFORMATION DES NOYAUX DANS L'ÉMISSION γ LES CORRÉLATIONS ANGULAIRES, LA CONVERSION INTERNE

INTRODUCTION

L'existence de moments quadrupolaires électriques liés à une déformation globale statique ou dynamique de noyaux a été bien établie de 1944 à 1955 pour les régions des terres rares par l'étude expérimentale des structures hyperfines, des déplacements isotopiques, de l'excitation coulombienne, par les premiers succès du modèle nucléaire de Bohr et Mottelson et de l'extension de ce modèle donnée par Nilsson en 1955; les déterminations expérimentales des moments quadrupolaires de noyaux de masse supérieure à 210 étaient peu nombreuses et peu précises. Aussi, nous a-t-il semblé souhaitable de mesurer dans ces noyaux quelques vies moyennes de niveaux excités se dépeuplant par émission γ quadrupolaire électrique que les modèles nucléaires « collectifs » relient simplement aux moments quadrupolaires statiques des niveaux; il est également possible, grâce à l'hypothèse d'Abraham et Pound, d'utiliser le résultat des mesures de corrélations angulaires « perturbées » entre les directions d'émission de deux rayonnements dont l'un peuple le niveau étudié et l'autre le désexcite pour connaître le moment quadrupolaire de ce niveau; la comparaison des valeurs des moments quadrupolaires électriques obtenues de deux manières différentes permet de tester la cohérence des théories employées. Pour cette contribution à la connaissance de la déformation des noyaux lourds par l'étude de niveaux « collectifs », nous nous sommes limités à des noyaux pairs-pairs pour lesquels les interactions mutuelles des nucléons de la couche incomplète se traduisent par des spectres simples de niveaux excités; cette simplicité

des spectres est favorable à la compréhension de la forme de ces interactions mutuelles, ne serait-ce qu'en permettant de bien faire ressortir les divergences expérience-théorie (moment quadrupolaire et moment d'inertie par exemple). Par contre, dans les noyaux impairs de la même région, nous avons surtout cherché à isoler et étudier des niveaux attribuables à l'excitation d'un nucléon non apparié, l'influence de tous les autres nucléons étant supposée comprise dans le potentiel nucléaire non sphérique. En réalité, la séparation entre les effets individuels et collectifs ne peut être totalement effectuée, mais on peut, sinon étudier complètement, du moins rechercher, dans les spectres complexes de ces noyaux, les transitions dipolaires électriques de basse énergie, inexplicables dans le cadre du modèle des couches à potentiel sphérique, mais explicables comme transitions γ entre deux niveaux « de particule » dans le modèle de Nilsson, modèle des couches à potentiel sphéroïdal.

Enfin, nous avons besoin, pour l'interprétation des mesures de vies moyennes, de connaître les coefficients de conversion interne des transitions γ ; L. Sliv, puis Rose, ont calculé les coefficients de conversion dans les couches K et L en tenant compte de la dimension finie des noyaux, en les considérant comme sphériques, uniformément chargés; nous avons donc cherché, tout en utilisant leurs coefficients dans la plupart des cas, à voir si l'influence de la déformation quadrupolaire d'un noyau lourd sur la conversion interne est importante et décelable expérimentalement dans un cas simple : M_1 pur du ^{234}Pa .

Les mesures que nous avons effectuées sur les ^{222}Rn , ^{224}Ra , ^{226}Ra , et ^{223}Ra , ^{227}Ac , ^{234}Pa , sont donc centrées sur la déformation quadrupolaire de ces noyaux.

I. — HYPOTHÈSES DE BASE

Dans l'hypothèse où la distribution radiale ne change pas avec l'angle et où les protons et neutrons ont la même distribution, la « forme » du noyau est celle de sa surface qu'il est commode de définir par le développement en harmoniques sphériques du rayon vecteur (1) (2)

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{lm} \alpha_l^m(t) y_l^m(\theta, \varphi) \right] \quad (1)$$

où R_0 est un rayon nucléaire moyen; l'indice m des coefficients α_l^m varie de $-l$ à $+l$; $y_l^m(\theta, \varphi)$ sont les harmoniques sphériques d'indice l, m ; les premiers coefficients non nuls en fait sont les coefficients α_l^m ; ils représentent la déformation quadrupolaire statique et dynamique du noyau à laquelle correspond un opérateur de moment

quadrupolaire électrique Q_{col} et de moment dipolaire magnétique M_{col} dont les éléments de matrice diagonaux sont liés aux déformations et les éléments non diagonaux aux transitions électromagnétiques induites entre les états du noyau. Les déformations d'ordre plus élevé n'apparaîtront pas dans nos mesures.

II. — DÉFINITION DES MOMENTS NUCLÉAIRES ET DES PARAMÈTRES DE DÉFORMATIONS

Les éléments de matrice du quadrupôle électrique relatifs à des états quantiques de spin I et de nombre magnétique M donnés peuvent être calculés (3) à partir du seul élément :

$$Q_c = \frac{1}{e} < \int \varphi (3 Z^2 - r^2) d\tau > I, M = I \quad (2)$$

qui sera appelé par convention Moment quadrupolaire du niveau. Il est déterminé par rapport à un axe de quantification quelconque; le moment quadrupolaire du niveau fondamental sera donc toujours plus petit que le moment Q_0 calculé par rapport à des axes principaux liés au noyau et qui caractérisera réellement sa déformation « intrinsèque » définie par les coefficients α_2 de l'équation (1). R étant réel, il est nécessaire de connaître seulement deux paramètres β, γ qui seront choisis de la manière suivante (4) :

$$\begin{aligned} \alpha_2^0 &= \beta \cos \gamma \\ \alpha_2^1 &= \alpha_2^{1*} = 0 \\ \alpha_2^2 &= \alpha_2^{2*} = 2 \frac{1}{2} \beta \sin \gamma \end{aligned} \quad (3)$$

L'analyse des propriétés des noyaux très déformés montre que, dans la plupart des cas, les déformations à symétrie axiale prédominent; le paramètre β définira l'importance de la déformation quadrupolaire intrinsèque; à $\gamma = 0$ est associée la forme « cigare »; à $\gamma = \pi$ la forme « soucoupe ». Dans le cas où les variations (de forme) autour de la déformation d'équilibre sont appréciables, seule la valeur moyenne de β a un sens; si la symétrie axiale n'est plus préservée, le degré de déviation par rapport à cette symétrie est déterminé par le paramètre γ .

Le moment quadrupolaire Q_0 et la déformation seront simplement reliés l'un à l'autre pour un noyau ellipsoïdal de révolution uniformément chargé :

$$Q_0 = \frac{4}{5} \cdot Z \cdot R_0^2 \cdot \frac{\Delta R}{R_0} \left[1 + \frac{2}{3} \frac{\Delta R}{R_0} + \dots \right] \quad (4)$$

où ΔR est la différence entre petit et grand axe.

Si Q_0 est calculé à partir des formules (1) et (3) pour les noyaux à symétrie axiale, seule la variable β des formules (3) intervient :

$$Q_0 = 3 (5 \pi)^{-1/2} \cdot Z \cdot R_0^2 \beta [1 + 0,16 \beta + \dots] \quad (5)$$

Enfin, la déformation axiale peut être définie à partir de la forme du potentiel d'oscillateur utilisé comme potentiel nucléaire dans lequel se meuvent les nucléons; on fera apparaître dans l'Hamiltonien un terme proportionnel à l'opérateur moment quadrupolaire en l'écrivant sous la forme :

$$(*) \quad H_0 = - \frac{h^2}{2M} \Delta^2 + \frac{M}{2} [\omega_x^2 x'^2 + \omega_y^2 y'^2 + \omega_z^2 z'^2]$$

avec

$$\omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_0^2 (1 + \frac{2}{3} \delta) \quad \omega_z^2 = \omega_0^2 (1 - \frac{4}{3} \delta)$$

Si le volume du noyau reste constant, et si on pose $x = \left(\frac{M\omega_0}{h} \right)^{1/2} x'$, etc., l'Hamiltonien sera de la forme :

$$H_0 = \overset{\circ}{H}_0 + H\delta$$

où :

$$\overset{\circ}{H}_0 = h \omega_0 \cdot \frac{1}{2} [-\Delta + r^2]$$

$$H\delta = -\delta \cdot h \omega_0 \frac{4}{3} \left(\frac{\pi}{5} \right)^{1/2} \cdot r^2 y_{20}$$

en admettant alors que la distribution réelle de charges dans le noyau est bien retrouvée lorsqu'on utilise le modèle statistique de Thomas-Fermi et le potentiel d'oscillateur ci-dessus, il vient au second ordre en δ (5) :

$$Q_0 = 0,8 Z \cdot R_z^2 \cdot \delta (1 + \frac{2}{3} \delta) \quad (6)$$

où R_z est égal au rayon de charge R_0 du noyau (pour cela il a été supposé que la valeur moyenne de $r'^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2$ pour tous les protons était égale à $3/5 R_0^2$).

(*) Il faut lire ainsi que dans le reste du texte h barré.

Au premier ordre, nous aurons donc :

$$Q_0 = 0,8 \cdot Z \cdot R_o^2 \cdot \delta = \frac{3}{\sqrt{5} \pi} Z \cdot R_o^2 \cdot \beta = \frac{4}{5} \cdot Z \cdot R_o^2 \cdot \frac{\Delta R}{R_o} \quad (7)$$

$$\delta = 0,95 \beta = \frac{\Delta R}{R_o}$$

III. — VIES MOYENNES D'ÉTATS EXCITÉS ET DÉFORMATIONS QUADRUPOLAIRES

A. — Hypothèses de base - Modèle des couches

Le calcul des probabilités de désexcitation électromagnétique des niveaux excités d'un noyau repose sur la possibilité de décomposer le rayonnement émis suivant les ordres multipolaires successifs emportant chacun par quantum d'énergie $\hbar\omega$, le moment angulaire L , et sur l'application de la théorie des perturbations; l'hamiltonien perturbateur est fonction des moments multipolaires électriques Q_{LM} et magnétique M_{LM} du système rayonnant et la probabilité d'émission d'une radiation électrique ou magnétique de moment L est de la forme (6) (au premier ordre)

$$P_{E \text{ ou } M}(L) = \frac{8\pi}{h} \cdot \frac{L+1}{L(2L+1)!!} \cdot \left(\frac{\omega}{C}\right)^{2L+1} \cdot B_L(E \text{ ou } M)$$

où

$$B_L(E \text{ ou } M)$$

probabilité réduite de transition est égale au carré des éléments de matrice des opérateurs moments multipolaires. L'estimation de ces éléments de matrice dépendra du modèle nucléaire adopté.

Dans le cadre du « modèle des couches » la transition est due au changement d'état d'un seul proton se mouvant dans un potentiel isotrope dû aux autres nucléons, les mouvements de la particule et de la surface d'équilibre, sphérique, du noyau sont indépendants. Les probabilités de transition ont été calculées par Weisskopf et Moskowsky (7). Les résultats de ce dernier, plus condensés, sont obtenus

nus à partir d'un potentiel constant à l'intérieur du noyau :

$$\begin{aligned} P(E_1) &= 1,5 \cdot 10^{14} A^{2/3} E^3 \cdot S & P(M_1) &= 2,8 \cdot 10^{13} \cdot E^3 \cdot S \\ P(E_2) &= 1,6 \cdot 10^8 A^{4/3} \cdot E^5 \cdot S & P(M_2) &= 1,2 \cdot 10^8 A^{2/3} E \cdot S \end{aligned} \quad (8)$$

A est le nombre de masse du noyau E l'énergie de la transition en MeV, S un facteur statistique tabulé pour $L = I_i - I_f$ provenant de l'intégration de la partie angulaire des fonctions d'onde initiales et finales où I_i et I_f sont les moments angulaires totaux, initiaux et finaux. Ces formules sont valables pour

$$l_i + l_f \geq L \geq |l_i - l_f| \text{ avec } l_i \text{ et } l_f$$

moments orbitaux des états initiaux et finaux.

Les écarts entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales s'interprètent de plusieurs manières; les fonctions d'onde du modèle des couches employées ne sont pas exactes et l'on fait appel à des mélanges de configurations; les moments multipolaires calculés sans tenir compte des interactions nucléons-nucléons sont insuffisants: particulièrement dans le cas des transitions magnétiques, plusieurs nucléons interviennent dans la transition ou bien le potentiel dans lequel se meut le nucléon responsable de la transition est déformé. Lorsque, en effet, le nombre des nucléons en dehors des couches magiques augmente, la distribution des particules n'est plus isotrope et ces particules tendent à rendre la forme du potentiel attractif plus conforme à leur distribution, les mouvements de la surface augmentent ainsi que leur couplage avec les nucléons individuels; il arrive à se créer une situation où la déformation du potentiel se stabilise et où l'on peut, comme dans le cas des molécules linéaires, séparer les mouvements individuels et collectifs. Dans ce cas de couplage fort entre nucléons de valence et cœur déformé, développé par Bohr et Mottelson (4), la fonction d'onde du système de nucléons pourra donc être mise sous la forme d'un produit de trois fonctions relatives au mouvement des nucléons individuels dans un potentiel de type sphéroïdal, aux vibrations collectives du cœur et à sa rotation

$$\psi = \chi \text{ ind} \cdot \varphi \text{ vib} \cdot D \text{ rot} \quad (9)$$

Cette possibilité est prouvée expérimentalement par l'existence certaine de spectres de rotation, probable de niveaux de vibration et l'existence des transitions E_1 de basse énergie.

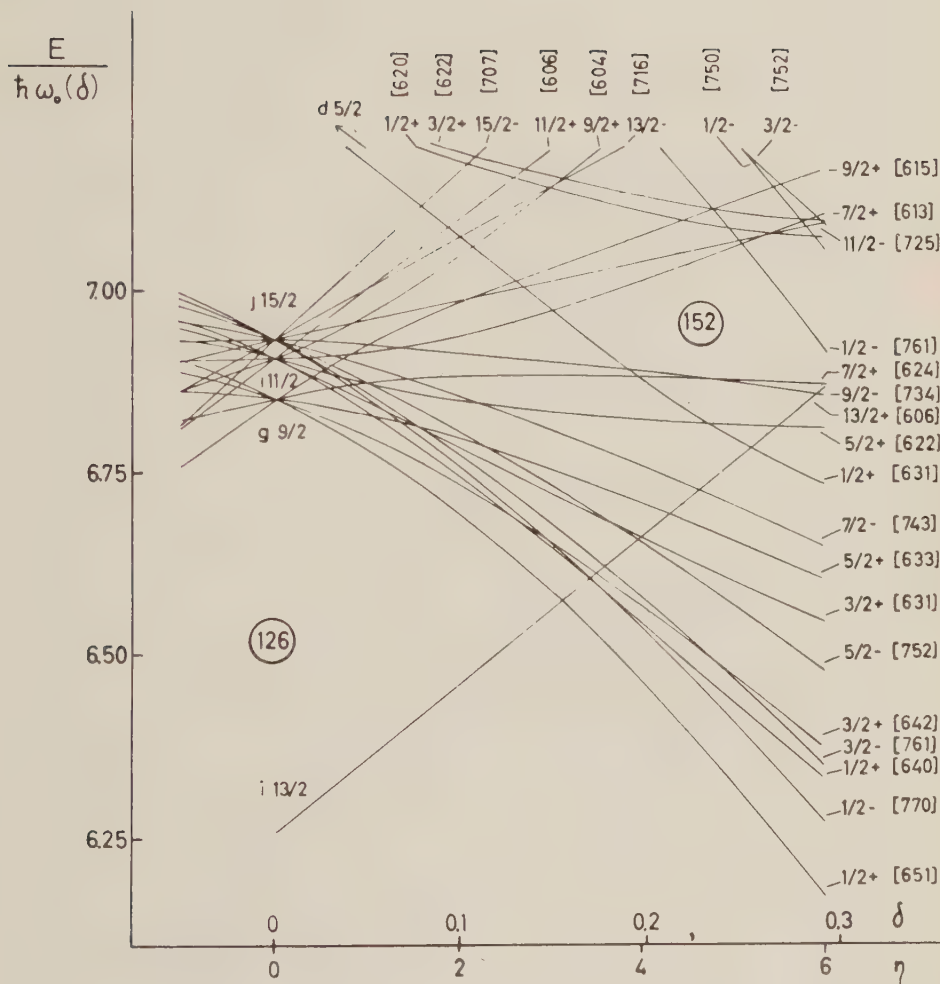


Fig. 1 - Niveaux de particule de NILSSON pour $N > 126$ « noyaux lourds »

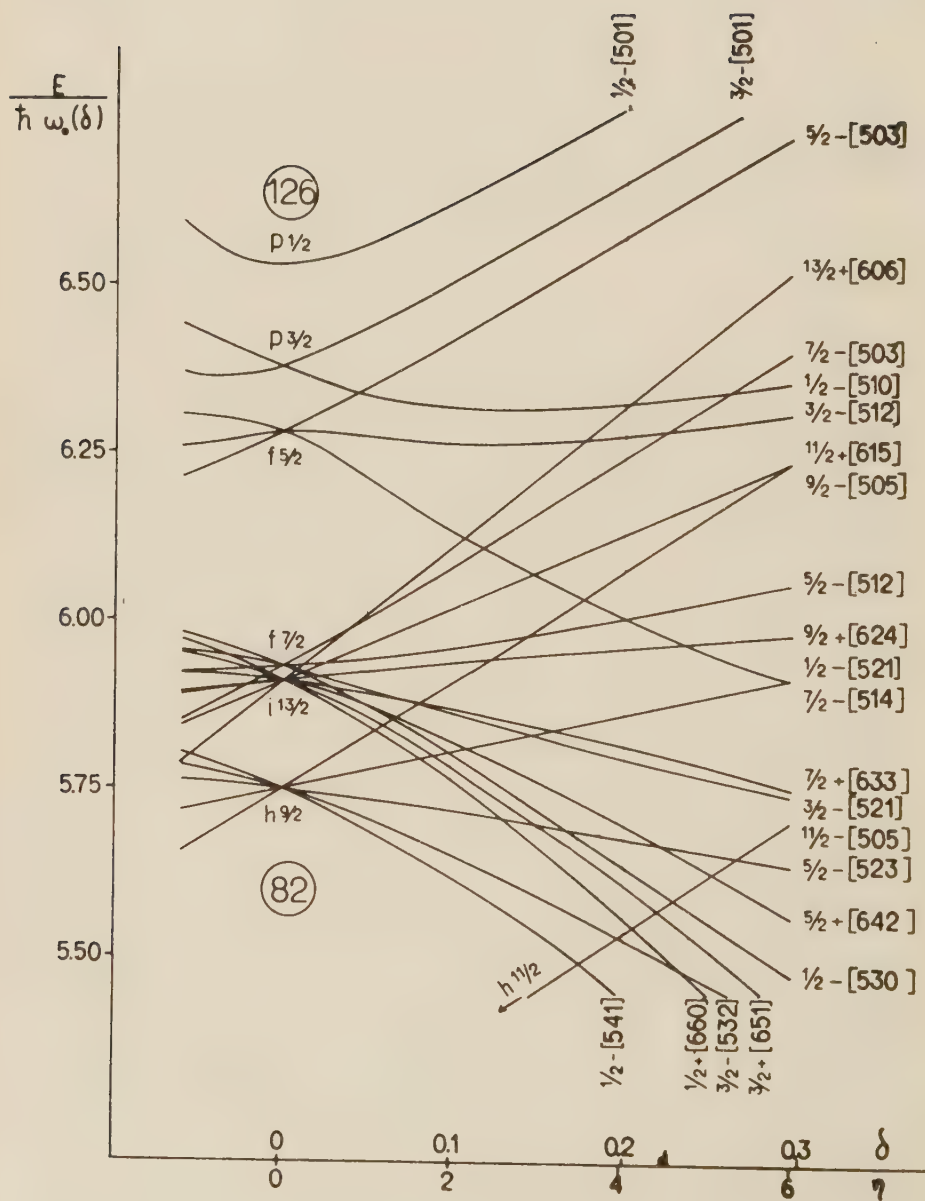


Fig. 2 - Niveaux de particule de NILSSON pour $Z > 82$ «noyaux lourds»

B. — Transitions E_1 et modèle de Nilsson

Dans l'hypothèse d'un couplage fort nucléon-surface de noyaux sphéroïdaux, la simple existence de transitions E_1 de basse énergie dans les noyaux impairs, qui n'est pas explicable entre états de seniorité minima dans le modèle des couches, devient naturelle; en effet, la constante du mouvement n'est plus le moment angulaire total I du nucléon, mais sa projection Ω sur l'axe de révolution de l'ellipsoïde, la dégénérescence en Ω des niveaux du modèle des couches est levée par la déformation et l'on peut trouver des niveaux d'énergie voisine, de parité différente et dont la différence de moment angulaire est inférieure à 2. Cette extension du modèle de la particule indépendante a été traitée par Nilsson (5) et discutée par Mottelson et Nilsson (8). L'hamiltonien du nucléon impair est pris égal à $H = H_0 + C.S. + D l^2$ où H_0 est formé de 2 termes, l'un de symétrie sphérique, l'autre proportionnel au facteur de déformation δ (formule 7); le deuxième terme traduit le couplage spin-orbite, le troisième est une correction du potentiel d'oscillateur tendant à rapprocher ce potentiel d'un puits carré, généralement utilisé dans le modèle des couches. Les paramètres C et D sont ajustés de manière à retrouver pour $\delta = 0$ les niveaux de ce modèle. Les valeurs de l'énergie d'un état de Ω donné ont été calculées par Nilsson en fonction de la déformation et représentées (fig. 1, 2). Les vecteurs de base choisis sont les fonctions propres de l'oscillateur sphérique sans couplage spin-orbite auxquelles correspondent les nombres quantiques $N + 1/2 + \Lambda \Sigma$ où N est le nombre total de nœuds de la fonction d'onde, $1/2$ la valeur du moment angulaire du nucléon impair, Λ la valeur de la composante de ce moment le long de l'axe de symétrie, Σ la valeur de la projection du spin le long de cet axe. Cependant, dans le diagramme de Nilsson, les niveaux sont repérés dans la représentation « asymptotique » qui est plus adéquate lorsque la déformation devient grande, c'est-à-dire lorsque la partie de l'hamiltonien, due à la déformation, devient grande par rapport au terme de couplage spin-orbite; les nombres quantiques caractérisant les vecteurs de base sont $N n_z + \Lambda$ où N et Λ ont été définis plus haut et où n_z est le nombre de plans nodaux perpendiculaires à l'axe de symétrie. Pratiquement, il faut d'abord déterminer le niveau de Nilsson auquel appartient le nucléon impair, ensuite connaître la déformation. La fonction d'onde du nucléon pourra alors être connue en fonction des vecteurs de base et les probabilités de transition calculées. Ce modèle offre d'ailleurs le moyen de connaître la déformation d'un noyau donné en sommant

les énergies individuelles de tous les nucléons et en recherchant la valeur de δ qui minimise la somme. Les résultats obtenus dans la région des terres rares sont en très bon accord avec l'expérience; les premiers calculs effectués pour la région des actinides sont représentés (fig. 30) (9).

C. — Transitions E_2 de nature collective

L'existence de spectres de rotation a été liée par Bohr et Motelson à celle des grands moments quadrupolaires des états fondamentaux (connus pour les terres rares) et à celle des transitions γ E_2 beaucoup plus rapides que ne le prévoit le modèle des couches (10). Dans le cadre du couplage fort, le moment quadrupolaire électrique du noyau est essentiellement dû à la déformation du cœur et défini dans le système d'axes principaux liés au noyau par Q_0 moment intrinsèque (formule 5); la rotation de ce quadrupôle induit entre les niveaux de rotation des transitions dont la probabilité est égale à :

$$P(E_2) = \frac{4\pi}{75} \cdot \frac{1}{h} \left(\frac{\Delta W}{hc} \right)^5 \cdot B(E_2) \quad (10)$$

où ΔW est l'énergie de la transition γ et $B(E_2)$ la probabilité de transition réduite calculée à partir des éléments de matrice de l'opérateur du moment quadrupolaire électrique collectif Q_0 .

$$Q_c = \langle P_2(\cos \theta) \rangle_{I, M=I} \cdot Q_0 = \frac{3 K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (11)$$

comme pour les molécules. Pour les noyaux paires-pairs $I = K = 0$ pour le niveau fondamental et Q_c sera nul, mais les termes non diagonaux se calculeront en fonction de Q_0 et pour les transactions $I + 2 \rightarrow I$

$$B(E_2) = \frac{15}{32\pi} \cdot e^2 Q_0^2 \frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(2I+5)} \quad (12)$$

Ainsi, pour les noyaux présentant un spectre de rotation pur, la mesure des probabilités de transition E_2 fournit un moyen simple de connaître la déformation statique β . Ce sera vrai en particulier pour les isotopes paires des Radiums et des éléments plus lourds.

Dans les noyaux plus légers, il n'existe plus de niveaux interprétables comme niveau de rotation d'un sphéroïde. Les premiers niveaux des isotopes paires-pairs pourraient être dus à des vibrations collectives autour d'une forme sphérique (11) ou même à des vibrations de

noyaux de forme instable (instabilité γ et tendance à la symétrie axiale) (12). Ils peuvent également être considérés comme niveaux de rotation de noyaux dépourvus de symétrie axiale (13). Dans le cadre de cette dernière théorie, énergies des premiers niveaux, probabilités de transition, moments quadrupolaires sont reliés aux paramètres β et γ par les formules suivantes :

$$E_2/E_1 = \frac{3 + \sqrt{9.8 \sin^2 (3\gamma)}}{3 - \sqrt{9.8 \sin^2 (3\gamma)}} \quad (13)$$

$$B(E_2) = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{3.2 \sin^2 (3\gamma)}{\sqrt{9.8 \sin^2 (3\gamma)}} \right] \cdot \frac{e^2 Q_0^2}{16\pi} \quad (14)$$

$$Q_1 = \frac{6 \cos 3\gamma}{7 \sqrt{9.8 \sin^2 (3\gamma)}} Q_0 \quad (15)$$

$$\text{avec } Q_0 = \frac{3 Z R_0^2 \cdot \beta}{\sqrt{5\pi}} \quad (16)$$

IV. — CORRÉLATIONS ANGULAIRES ET DÉFORMATIONS QUADRUPOLAIRES

La probabilité d'émission d'une particule ou d'un photon par un noyau radioactif dépend, en général, de l'angle que fait l'axe du spin nucléaire avec la direction d'émission. Si les noyaux se désintègrent par émission successive de 2 radiations R_1 et R_2 l'observation de la première radiation dans une direction donnée sélectionne un ensemble de noyaux dont la distribution des orientations de spins est anisotrope et la radiation qui suit montre une corrélation angulaire bien définie par rapport à la première, à condition que l'état intermédiaire n'ait pas eu le temps d'être perturbé. Les travaux théoriques d'Hamilton (14), Biedenharn et Rose (15) montrent que la fonction de corrélation pour deux photons peut s'écrire sous la forme

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2 (\cos \theta) + \dots + A_\nu P_{\nu_{\max}} (\cos \theta) \quad (17)$$

où θ est l'angle formé par les deux directions d'émission, P_ν le polynôme de Legendre d'ordre ν ; l'indice maximum $\nu_{\max}$ est égal au plus petit des trois nombres $2 I_b$, $2 L_1$, $2 L_2$; I_b , L_1 , L_2 sont le spin de l'état intermédiaire et les moments angulaires emportés par les radiations R_1 et R_2 ; les coefficients A_ν sont des fonctions de I_b , L_1 , L_2 .

et des spins des états initiaux et finaux I_a et I_c . Dans le cas où le premier rayonnement par exemple est formé d'un mélange de multipôles L'_1 et L_1 avec $L'_1 > L_1$ on a

$$W(\theta) = W_I + \delta^2 W_{II} + 2\delta W_{III} \quad (18)$$

où W_I et W_{II} sont les fonctions de corrélation pour les cascades pures $I_a(L_1) I_b(L_2) I_c$ et $I_a(L'_1) I_b(L_2) I_c$; δ^2 est le rapport des intensités des multipôles L_1 et L'_1 , W_{III} une fonction de L_1 , L'_1 , I_a , I_b , I_c due à l'interférence de L'_1 et L_1 .

Dans le cas des corrélations $\alpha - \gamma$ et lorsque le moment angulaire emporté par la particule α est simple et égal à L , la fonction de corrélation est :

$$W(\theta) = 1 + b_2(L) A_2 P_2(\cos \theta) + \dots + b_\nu(L) A_\nu P_\nu(\cos \theta)$$

$$b_\nu(L) = \frac{2L(L+1)}{2L(L+1) - \nu(\nu+1)} \quad (19)$$

L'influence de champs perturbateurs extra-nucléaires a été étudiée par Goerstzel (16), Alder (17), Abragam et Pound (18). Un couplage magnétique IJ entre le moment magnétique du noyau et un champ magnétique créé par les couches électroniques ne peut expliquer les atténuations observées dans les noyaux pair-pair que nous étudions (19) (20). Elles seraient dues à la seule influence d'une interaction quadrupolaire entre les champs électriques inhomogènes environnants et le moment quadrupolaire supposé du noyau. Abragam et Pound ont montré que pour de telles interactions et pour des sources radioactives polycristallines macroscopiquement isotropes, la fonction de corrélation devient :

$$W(\theta) = 1 + G_2 A_2 P_2(\cos \theta) + \dots + G_\nu A_\nu P_\nu(\cos \theta) \quad (20)$$

Si les gradients de champ ont une symétrie axiale et si le rayonnement est détecté un temps quelconque après l'émission du premier, les coefficients d'atténuation G_ν sont des fonctions (tabulées) du spin I_b et du produit $\omega\tau$ où τ est la vie moyenne de l'état intermédiaire et

$$\omega = \frac{3e}{h} \cdot \frac{\delta^2 V}{\delta Z^2} \cdot \frac{Q}{2 I_b(2 I_b - 1)} \text{ ou } \frac{3e}{h} \cdot \frac{\delta^2 V}{\delta Z^2} \cdot \frac{Q}{4 I_b(2 I_b - 1)} \quad (21)$$

suivant que I_b est demi-entier ou entier; $\frac{\delta^2 V}{\delta Z^2}$ est la valeur du gradient

de champ suivant l'axe de symétrie axiale, e la charge élémentaire,

Q le moment quadrupolaire du noyau dans l'état intermédiaire. Les fonctions $G_{\nu}^{I_b}(\omega\tau)$ sont données référence (18). Elles tendent vers une limite $G_{\nu} \lim = \frac{1}{2\nu + 1}$ lorsque $\omega\tau$ croît indéfiniment. Aussi, ne pourra-t-on tirer $\omega\tau$ de la connaissance expérimentale de $G(\omega\tau)$ avec une certaine précision que si $\omega\tau \leq 1$ dans le cas $I_b = 2$ par exemple.

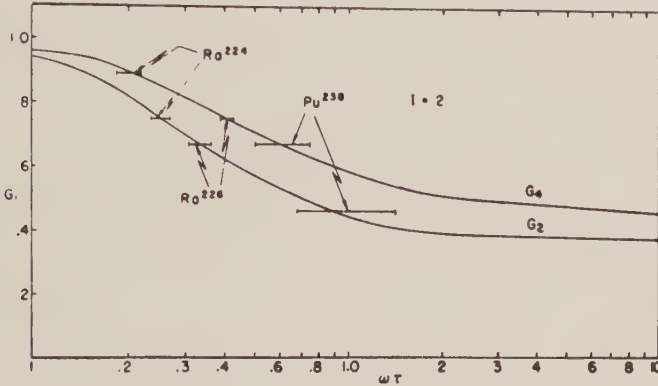


Fig. 3 - Facteurs d'atténuation G_2 et G_4 pour $I = 2$ (Sources radioactives polycristallines)

La vie moyenne peut être connue expérimentalement alors de G_{ν} on déduira $\partial^2 V / \partial Z^2 \cdot Q$; $\partial^2 V / \partial Z^2$ est difficilement calculable, mais la connaissance conjointe d'un moment quadrupolaire et de l'atténuation qu'il provoque permettra de connaître expérimentalement $\partial^2 V / \partial Z^2$, de là les moments d'une série d'isotopes radioactifs.

Lorsque la source radioactive est sous forme liquide, les champs électriques appliqués aux noyaux fluctuent et la corrélation peut être totalement détruite; dans le cas où la vie moyenne τ_n du niveau intermédiaire est petite par rapport au temps de résolution du circuit de coïncidence, Abragam et Pound donnent pour l'atténuation, fonction de la viscosité macroscopique η , de la valeur quadratique moyenne du gradient de champ électrique $\overline{q^2} = \langle (\partial^2 V / \partial Z^2)^2 \rangle$ du moment quadrupolaire Q les formules suivantes :

$$G_2(\eta) = \frac{1}{1 + \lambda_2(\eta) \cdot \tau_n} \quad (22)$$

$$\lambda_2(\eta) = \frac{\pi}{20} \left\langle \frac{eQ}{h} \right\rangle^2 \cdot \overline{q^2} \cdot f(I) \cdot \frac{a^3}{kT} \cdot \eta$$

$f(I)$ est une fonction du spin du niveau intermédiaire, le terme a^3/kT provient du temps de corrélation des processus de relaxation dans les liquides :

$$\tau_c \sim \frac{4 \pi a^3}{3 kT} \cdot \eta \quad (23)$$

où a est le rayon de la molécule du liquide, k la constante de Boltzmann, T la température absolue, ces formules sont valables

pour $\tau_c < \tau_n$, ne le sont plus pour $2 \pi \cdot \frac{e Q}{h} \cdot (q^2)^{1/2} \cdot \tau_c > 1$

V. — CONVERSION INTERNE ET DÉFORMATIONS QUADRUPOLAIRES

Le processus de conversion interne par lequel un électron de l'atome est éjecté lors d'une transition électro-magnétique nucléaire a lieu généralement en parallèle avec l'émission de photons. Le rapport du nombre d'électrons éjectés au nombre de photons émis est défini comme le coefficient de conversion α ; α_K , α_{L1} ... indiquent la conversion d'électrons K, L_1 ... seulement. La connaissance de ces coefficients de conversion est donc nécessaire à la détermination des probabilités de transitions à partir de la mesure des vies moyennes

des niveaux excités $P\gamma = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{1}{1+\alpha}$, mais en plus, la comparaison

des valeurs expérimentales et théoriques des coefficients α ou des rapports $\alpha_{L1}/\alpha_{L2}/\alpha_{L3}$, α_K/α_L ... permet de déterminer la multipolarité des transitions.

Dans leurs premiers calculs, Rose et Coll (21) admettent que le noyau est ponctuel, hypothèse valable dans la plupart des cas puisque la probabilité pour l'électron de pénétrer dans le noyau est faible. Cependant, Sliv (22) montre que certains coefficients, particulièrement pour les transitions M_1 sont sérieusement modifiés lorsqu'au lieu d'utiliser le modèle du noyau ponctuel, ils tiennent compte de la dimension finie du noyau et modifient en conséquence les fonctions d'onde de l'électron; pour chiffrer les effets dus à la pénétration de l'électron dans le noyau, Sliv en calcule une moyenne en restreignant les courants nucléaires à la surface du noyau. La correction ainsi calculée peut atteindre 50 % pour la conversion des transitions magnétiques dipolaires M_1 dans les noyaux lourds; elle a été mise en évidence par Wapstra et Nijgh pour des noyaux de la région du

plomb (23). Cependant, Church et Weneser (24) ont montré qu'en ne restreignant pas les courants nucléaires à la surface du noyau, la contribution à la conversion interne des effets nucléaires pouvait obéir à des règles de sélection différentes de celles qui gouvernent l'émission des photons et la conversion interne ordinaire et qu'ainsi la conversion interne des rayonnements M_1 interdits pouvait être anormale. Récemment, S.G. Nilsson et Rasmussen (25) ont donné une théorie élémentaire de la conversion anormale des transitions E_1 dont un grand nombre sont retardées par rapport aux estimations de Weisskopf. Il est donc possible, lorsque les écarts entre les coefficients expérimentaux et théoriques ne peuvent être expliqués par des mélanges de polarité, de rechercher dans le cadre d'une théorie de la conversion quel type d'effets nucléaire permet de retrouver la valeur expérimentale; les coefficients de Sliv ou les nouveaux de Rose (26) servant de référence, ont été calculés avec les hypothèses suivantes : charge uniformément répartie dans le volume nucléaire, rayon du noyau bien défini et égal à $1,2 \cdot 10^{-13} \text{ A}^{1/3} \text{ cm}$. Ces hypothèses ne sont plus aussi valables pour les noyaux sphéroïdaux. Ceci incite à effectuer des mesures précises de coefficient de conversion de rayonnements M_1 normaux dans les noyaux déformés; quant à la théorie de Church et Weneser, elle permet d'écrire les coefficients de conversion M_1 sous la forme

$$\beta_k = [1 - (\lambda - 1) \cdot C(Z,k)] \cdot \beta_k^0 \quad (24)$$

où β_k^0 est le coefficient normal, $C(Z,k)$ un coefficient tabulé, λ le paramètre dépendant des éléments de matrices nucléaires gouvernant les transitions γ et la conversion « anormale ». C'est par ce paramètre que s'introduit la déformation du noyau dans la théorie de la conversion interne. Dans la formulation de la théorie élémentaire de Nilsson et Rasmussen de la conversion E_1 , les coefficients α_k , α_{LI} , α_{LII} sont fonction de deux paramètres χ et $C_{k\gamma}$, qui est fonction des variations $v'_0 - v_0$ du potentiel électrostatique à l'origine lors de la

transition et de l'ordre de $1 + \frac{v'_0 - v_0}{2}$; α_{LIII} est essentiellement une fonction de χ seulement; pour une distribution de charge uniforme et un noyau ellipsoïdal de volume constant et d'ellipticité variable

$$v_0 = v_0^0 \left(1 - \frac{4}{9} \delta^2\right) \quad (25)$$

CHAPITRE II

ANALYSE DES RAYONNEMENTS α , β , γ MESURE DES VIES MOYENNES D'ÉTATS EXCITÉS

I. — DÉTECTION DES RAYONNEMENTS

A. — Cristaux scintillateurs pour rayonnements γ

Les rayonnements d'énergie inférieure à 100 KeV sont détectés par des cristaux de INa (Tl) de diamètre 3,8 cm et d'épaisseur 7 mm recouverts d'une feuille d'aluminium de 20μ rendue diffusante par 500μ gr/cm² de magnésie. Les rayonnements d'énergies supérieures sont détectés par des cristaux Harshaw $3,8 \times 2,5$ cm.

Confirmant l'étude théorique et expérimentale des pics photoélectriques effectuée par G.S. Morton et G.T. Wright, E. Breitenberger, G.G. Kelley (27), nous trouvons qu'on peut, dans certains domaines d'énergie, représenter leur largeur à mi-hauteur par $R_{1/2}^2 = a + b E^{-1}$, où E est l'énergie des rayonnements, le facteur a représente la fluctuation du gain essentiellement due au photomultiplicateur adapté au cristal (inhomogénéité de la photocathode), le terme $b E^{-1}$ provient du processus aléatoire normal de production de photons lumineux, de photoélectrons et d'électrons secondaires. Avec un cristal mince et un P-M EMI 9514 nous avons concrètement :

$$R^2 = 0,006 + 0,0015 E^{-1} \quad [0,012 < E(\text{MeV}) < 0,140]$$

Pour un cristal Harshaw et un P-M du même type que le précédent :

$$R^2 = 0,006 + 0,00068 E^{-1} \quad [0,187 < E(\text{MeV}) < 0,411]$$

Les valeurs expérimentales $R_{1/2}$ ont été mesurées à 5 % près, c'est-à-dire que l'existence de raies voisines aboutissant à un élargissement supérieur à 5 % peut être détectée.

Les efficacités relatives des cristaux pour les rayonnements de 10 à 100 KeV et de 250 à 350 KeV ont été tirées des courbes et tables de Wolicki, Lazar, Berger (27). Enfin, les photons X_K de l'Iode pouvant s'échapper par la surface du cristal, à chaque pic photoélectrique est lié un pic d'énergie $E_\gamma - E_{x \text{ Iode}}$: le rapport des intensités pic d'échappement, pic principal a été déterminé expérimentalement pour les rayonnements de 47 - 63 - 87,5 KeV dans Ra D - X_1 - Tc^{99m} (angle solide source-cristal 5 %) il est respectivement de 25 %, 12 à 14 %, 4 à 6 %.

B. — Cristaux scintillateurs pour rayonnements α et β

Lorsque nous n'étions pas gênés par la croissance de dérivés radioactifs, nous avons utilisé des lamelles de 0,6 mm d'épaisseur d'anthracène ou de plastique fluorescent. Ces scintillateurs ont l'inconvénient de donner des raies de 15 à 20 % de largeur à mi-hauteur pour des rayonnements α de 6 MeV, mais l'avantage d'avoir un temps de fluorescence court utile pour les mesures de coïncidences rapides. Pour les mesures de vies moyennes supérieures à 10^{-8} seconde et lorsque nous voulions distinguer les particules de tel ou tel corps afin d'éviter des séparations chimiques, nous détectons les particules α à l'aide de lamelles de INa (Tl) ou de ICs (Tl).

Les lamelles de INa (Tl) étaient clivées, maintenues dans le vide et séparées de la fenêtre en plexiglass de la chambre à vide par une mince lamelle de verre; le plexiglass est en effet hygroscopique et finit par attaquer le cristal de INa (Tl); le cristal enfin était recouvert d'un miroir sphérique (fig. 4). Dans ces conditions, la résolution était de 4,3 à 4,5 % pour des α de 6 MeV, résolution qui pouvait être conservée pendant plusieurs semaines, si on ne faisait entrer dans la chambre que de l'air desséché par un passage à travers de l'anhydride phosphorique et un serpentín plongé dans l'air liquide (28). Les lamelles polies de ICs (Tl), que nous avons utilisées par la suite, sont d'un maniement plus commode.

C. — Photomultiplicateurs

Les photomultiplicateurs anglais EMI 6262 et 9514 ont été choisis pour leur faible bruit de fond, leur bonne résolution, leur grand gain et leur faible sensibilité aux champs magnétiques. Après avoir été mis sous tension pendant 20 minutes, ils ont un gain stable et indépendant de l'intensité du rayonnement, à la sortie anodique.

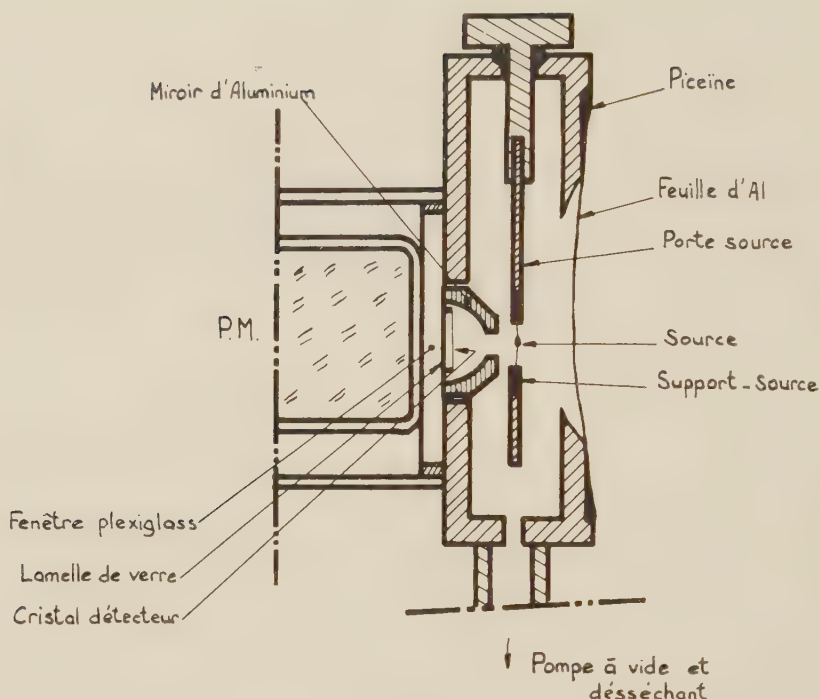


Fig. 4 - Montage du cristal INa (TI)

Par contre, pour avoir un gain constant, à la 7^e ou 8^e dynode, il faut fixer le potentiel de la 9^e ou 10^e dynode : ceci montre que le gain au niveau d'une dynode dépend du potentiel des dynodes suivantes, que des effets locaux de saturation avec l'intensité électronique peuvent être compensés par une meilleure collection des électrons secondaires, mais qu'il n'y a pas de variations de gain avec l'intensité de la cascade d'électrons dues au comportement des dynodes elles-mêmes comme l'ont remarqué Caldwell et Turner (29) puis Bell, Dawies, Bernstein (27) pour les photomultiplicateurs américains : ceci est en accord avec l'hypothèse de Morton que ce comportement est lié à la nature des alliages Ag-Mg (30) ; la couche émettrice des dynodes des Eml est en Cs.

Quant aux fluctuations du temps de transit de ce qui « apparaît le premier photoélectron à l'anode », elles ont été trouvées égales à $4,3 \cdot 10^{-9}$ seconde lorsque les taux de comptage ne sont pas trop grands (voir § II).

D. — Amplificateurs et analyseurs

Pour limiter les surcharges lorsque des rayonnements très énergiques sont détectés en même temps que les rayonnements de faible énergie à analyser, nous avons introduit dans les amplificateurs construits d'après les données de Watkins et Fishbine (31), une contre-réaction à diode entre les plaques des deux premières lampes de la première cellule de l'amplificateur; les impulsions différenciées attaquant la deuxième cellule sont limitées par deux diodes polarisées positivement et négativement. L'ensemble des deux cellules a un gain de 2000, une bande passante supérieure à 3 MC jusqu'à 100 volts. Les analyseurs à une bande ont été construits d'après le schéma de Johnstone (32).

Notons ici pour mémoire que la réponse de la voie linéaire cristal, PM amplificateur, discriminateur a été précisée à l'aide des rayonnements X_L , X_K , γ suivants :

Noyau	Ra D	Tc ^{99m}	Cd ¹⁰⁹	Sn ¹¹³	Cs ¹³⁷	Ra D	Cd ¹⁰⁹	Tc ^{99m}
E Kev	12	18	22	24	34	47	87,5	140

Noyau	Ra	Ra B	Hg ²⁰³	Ra B	Cr ⁵¹	Ra B	Sn ¹¹³	Au ¹⁹⁸	Na ²²
E KeV	187	252	280	295,5	323	356	393	411	510

— *Ouverture optimum des canaux d'un analyseur.*

On admet que les pics photoélectriques produits par un rayonnement γ monoénergétique dans un cristal scintillateur de INa (Tl) peuvent être représentés à la sortie du système de détection et d'amplification par la fonction de gauss.

$$I(v) = I_o \cdot \exp \left(- \frac{v^2}{l_o^2} \cdot L \right) \quad (1)$$

où $I(v)$ est le nombre d'impulsions de hauteurs comprises entre v et $v + dv$ volts, $2 l_o$ la largeur naturelle à mi-hauteur de la raie; dans un canal de largeur $2 s$ on comptera $N(v)$ impulsions avec :

$$N_s(v) = \int_{v-s}^{v+s} I(v) dv \quad (2)$$

La largeur à mi-hauteur $2 l$ de la courbe enregistrée, se déduit de 2 et 1 à partir de la condition $N_s(l) =$ la moitié du nombre d'impulsions au sommet de la raie, c'est-à-dire de l'équation (3) :

$$E\left(\frac{s}{l_0} \sqrt{L/2}\right) = E\left(\sqrt{L/2} \cdot \frac{l+s}{l_0}\right) - E\left(\sqrt{L/2} \cdot \frac{l-s}{l_0}\right)$$

où E est la fonction erreur. La mi-largeur à mi-hauteur réduite l/l_0 est donnée en fonction de s/l_0 sur la figure 5

Fig. 5 - Largeur réduite de la raie en fonction de la largeur réduite du canal.

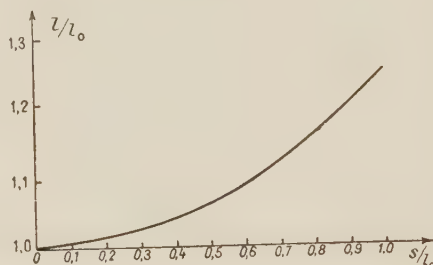
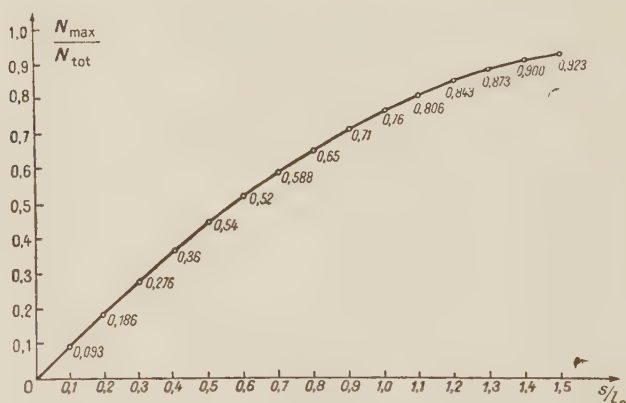


Fig. 6 - Nombre d'impulsions dans un canal fixé au sommet de la raie en fonction de la largeur réduite du canal



Le nombre d'impulsions enregistré au sommet de la raie est égal à :

$$N_m = N_t \cdot E\left[\frac{s}{l_0} \cdot \sqrt{L/2}\right]$$

où N_t est le nombre total d'impulsions dans la raie (courbe (6)) Ainsi pour $s = 0,1 \cdot l_0$ la raie n'est pratiquement pas élargie, mais on ne compte au sommet que 10 % du nombre total; pour $s = 1,0 \cdot l_0$ la raie est élargie de 25 %, mais N_m est égal à 76 % du nombre total.

Si on peut se permettre un certain élargissement des raies de faible intensité à analyser, le maximum de la fonction $F(s) = (N_m/N_t) / (1/l_0)^2$ donnera la condition optimum d'ouverture des canaux de l'analyseur.

$$s(\text{optimum}) = 0,8 l_0; \frac{1-l_0}{l_0} = 15 \% ; N_m/N_t = 65 \%$$

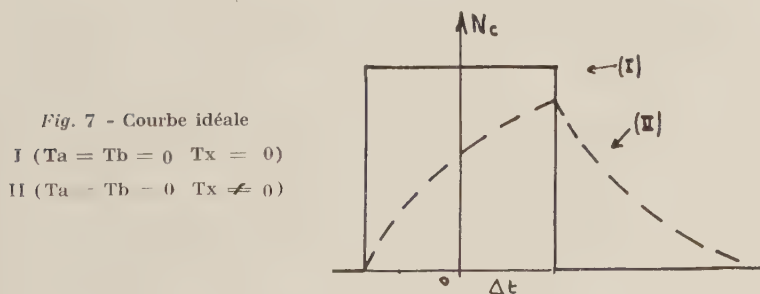
Dans ce cas, l'analyseur multicanal le plus convenable est du type « 20 canaux, rapide » indiquant simultanément le spectre direct et le spectre en coïncidence avec un autre rayonnement; un tel analyseur a été réalisé au laboratoire (47). Par contre, pour les étalonnages où nous avons besoin d'analyser simultanément et avec précision des rayonnements d'énergies pouvant varier d'un facteur 10, nous avons utilisé un analyseur RCL à 256 canaux.

II. — MESURES DE VIES MOYENNES D'ÉTATS EXCITÉS PAR LA MÉTHODE DES COINCIDENCES RETARDÉES

CALCUL DES COURBES DE RÉOLUTION - CIRCUIT DE COINCIDENCE

Cette méthode étant devenue classique, nous n'insisterons que sur quelques points.

La courbe du nombre de coïncidences survenant pendant un temps Δt , en fonction des retards introduits dans les deux voies, courbe de résolution, peut être connue expérimentalement; néanmoins, son calcul permet de connaître l'importance relative des paramètres qui détermineront en fin de compte les possibilités de mesure des vies moyennes d'état excité par cette méthode. En effet, s'il n'y a aucune fluctuation d'apparition des impulsions électriques, la courbe de résolution, pour deux rayonnements émis simultanément, est un rectangle dont la largeur est égale à deux fois le temps d'ouverture du circuit; si, par contre, le niveau excité a une vie moyenne T_x non négligeable, la forme et la position de la courbe de résolution, toutes autres conditions étant égales, ne sont plus les mêmes (fig. 7).



Newton et Bay (34) (35) ont montré qu'on peut atteindre T_x soit par l'étude de la pente (qui n'est plus infinie comme c'est le cas pour

$T_x = 0$) de l'une des branches de la courbe de résolution, soit par la mesure de la distance des deux centres de gravité de deux courbes ($T_x \neq 0$) et ($T_x = 0$) ; ainsi, nous pourrions mesurer les périodes les plus courtes si les branches de la courbe réelle ($T_x = 0$) étaient verticales. En réalité, il n'en est pas ainsi à cause de deux types essentiels de fluctuations qui déforment les courbes de résolution : le premier est lié au temps de fluorescence du scintillateur et à la production des photoélectrons à la photocathode, le deuxième est dû au temps de transit de la cascade d'électrons dans le phototube. A ces fluctuations de principe s'en ajoutent d'autres liées à la technologie des circuits de coïncidence.

A. — Fluctuations

1° Une théorie du premier type de fluctuations est due à Post et Schiff (36) ; ces auteurs aboutissent aux résultats suivants :

Le temps d'apparition du $q^{ième}$ photoélectron à la photocathode est :

$$\bar{t} = \frac{q}{R} T_f$$

T_f est la vie de la fluorescence du scintillateur, R est le nombre de photoélectrons créés pour une quantité E d'énergie absorbée par le scintillateur.

Si nous posons $R = k E$, nous aurons pour la fluctuation du temps d'apparition du $q^{ième}$ photoélectron

$$v^{1/2} = \frac{T_f \sqrt{q}}{k \cdot E} \quad \text{si } q \ll R$$

De cette formule, on déduit que la fluctuation minimum aura lieu pour :

- 1) $q = 1$ ce qui revient à faire déclencher le circuit de coïncidence par le premier photoélectron.
- 2) k maximum, le scintillateur aura un bon rendement de transformation énergie absorbée-nombre de photons lumineux, et la photocathode sera très sensible.

2° Le deuxième type de fluctuations est lié à l'optique du système d'accélération et de multiplicateur du phototube. L'importance de

ces fluctuations dépend du type de phototube, de la tension qui lui est appliquée, de la portion de photocathode utilisée. Nous admettons que la probabilité pour ces fluctuations d'être comprises entre 0 et une grandeur caractéristique Δt_f est constante, que leur probabilité d'être supérieure à Δt_f est nulle.

Avec ces hypothèses (1) et (2) sur la formulation des fluctuations, nous pouvons calculer la forme des courbes de résolution pour deux rayonnements en coïncidence.

B. — Calcul des courbes de résolution

On recherche, en fonction du retard artificiel tn imposé à une des impulsions, la probabilité pour que les photoélectrons produits par les rayonnements a et b d'énergie E_a et E_b arrivent aux bornes du circuit de coïncidence avec un décalage dans le temps inférieur ou égal à Δt temps d'ouverture du circuit.

Nous prenons comme référence des temps le moment où le premier rayonnement de la cascade (E_a , E_b) est émis par le noyau.

Les probabilités d'apparition des premiers photoélectrons au temps t sont, d'après Post et Schiff et lorsque les 2 rayonnements sont émis simultanément par le noyau :

$$P_i(t) = \frac{1}{T_i} e^{-\frac{t}{T_i}} \text{ avec } T_i = \frac{T_f}{k E_i}$$

Si le niveau nucléaire peuplé par le premier rayonnement possède une vie moyenne T_x il vient :

$$P_a(t) = \frac{1}{T_a} e^{-\frac{t}{T_a}} \quad , \quad P_{bx}(t) = \frac{1}{T_x - T_b} \left[e^{-\frac{t}{T_x}} - e^{-\frac{t}{T_b}} \right].$$

P_{bx} est le produit de composition des probabilités d'émission du rayonnement E_b et d'apparition du premier photoélectron correspondant.

La probabilité, déduite de ces formules, d'avoir une coïncidence pour un retard donné tn est (37) :

1° L'émission du 2^e rayonnement est instantanée

$$\begin{aligned}
 P(t_n, \Delta t) &= \frac{T_a}{T_a + T_b} \left[e^{\frac{t_n + \Delta t}{T_a}} - e^{\frac{t_n - \Delta t}{T_a}} \right] & -\infty < t_n < -\Delta t \\
 P(t_n, \Delta t) &= 1 - \frac{T_a}{T_a + T_b} e^{\frac{t_n - \Delta t}{T_a}} - \frac{T_b}{T_a + T_b} e^{\frac{-t_n - \Delta t}{T_b}} & -\Delta t \leq t_n \leq \Delta t \\
 P(t_n, \Delta t) &= \frac{T_b}{T_a + T_b} \left[e^{\frac{-t_n + \Delta t}{T_b}} - e^{\frac{-t_n - \Delta t}{T_b}} \right] & \Delta t < t_n < \infty
 \end{aligned}$$

Les courbes de résolution sont ainsi la somme d'exponentielles et d'un rectangle de largeur $2 \Delta t$.

2° L'émission du 2^e rayonnement n'est pas instantanée :

La courbe de résolution est calculée de la même manière que précédemment mais avec la fonction de probabilité P_{br} au lieu de P_b ; elle se décompose encore en exponentielles et un rectangle (fig. 9).

3° $\Delta t_f = 0$, les fluctuations du temps de transit ne sont pas infiniment petites.

Le produit de compositions des fluctuations de transit dans les deux photomultiplicateurs est égal au produit de composition de 2 rectangles de largeur Δt_f (hypothèse 2), c'est un triangle isocèle de base $2 \Delta t_f$ que l'on composera avec la courbe de résolution $P(t_n, \Delta t)$ c'est-à-dire avec chacune des exponentielles et des fonctions unité.

Les exponentielles $e^{-t/T}$ deviennent les courbes E'

$$\begin{cases}
 E' = e^{-\frac{t_n}{T}} \left[\frac{T^2}{\Delta t_f^2} \left(-e^{\frac{t_n}{T}} + e^{-\frac{\Delta t_f}{T}} \right) + \frac{T}{\Delta t_f} e^{\frac{t_n}{T}} \left(1 + \frac{t_n}{\Delta t_f} \right) \right] & -\Delta t_f \leq t_n \leq 0 \\
 E' = e^{-\frac{t_n}{T}} \left[\frac{T^2}{\Delta t_f^2} \left(e^{\frac{t_n}{T}} + e^{-\frac{\Delta t_f}{T}} - 2 \right) + \frac{T}{\Delta t_f} e^{\frac{t_n}{T}} \left(1 - \frac{t_n}{\Delta t_f} \right) \right] & 0 \leq t_n \leq \Delta t_f \\
 E' = e^{-\frac{t_n}{T}} \frac{T^3}{\Delta t_f^3} \left[e^{\frac{\Delta t_f}{T}} + e^{-\frac{\Delta t_f}{T}} - 2 \right] = C' \cdot e^{-\frac{t_n}{T}} & t_n \geq \Delta t_f
 \end{cases}$$

La fonction Unité devient la courbe U' .

$$\begin{cases}
 u' = \frac{t_n^2}{2 \Delta t_f^2} + \frac{t_n}{\Delta t_f} + \frac{1}{2} & -\Delta t_f \leq t_n \leq 0 \\
 u' = -\frac{t_n^2}{2 \Delta t_f^2} + \frac{t_n}{\Delta t_f} + \frac{1}{2} & 0 \leq t_n \leq \Delta t_f \\
 u' = 1 & \Delta t_f \leq t_n \leq \infty
 \end{cases}$$

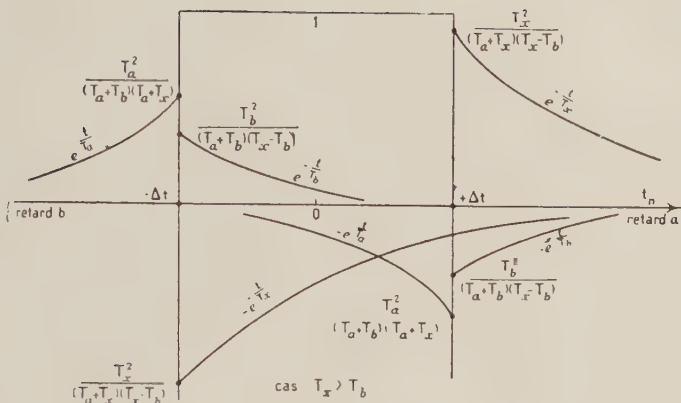


Fig. 9 - Composition graphique d'une courbe de résolution dans les cas du § 2 : période d'émission du 2° rayonnement différente de zéro ($T_x > T_b$ et $T_b, T_a \neq 0$)

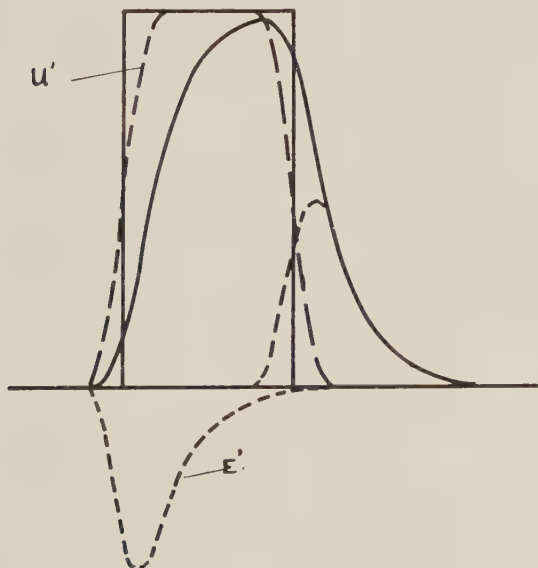
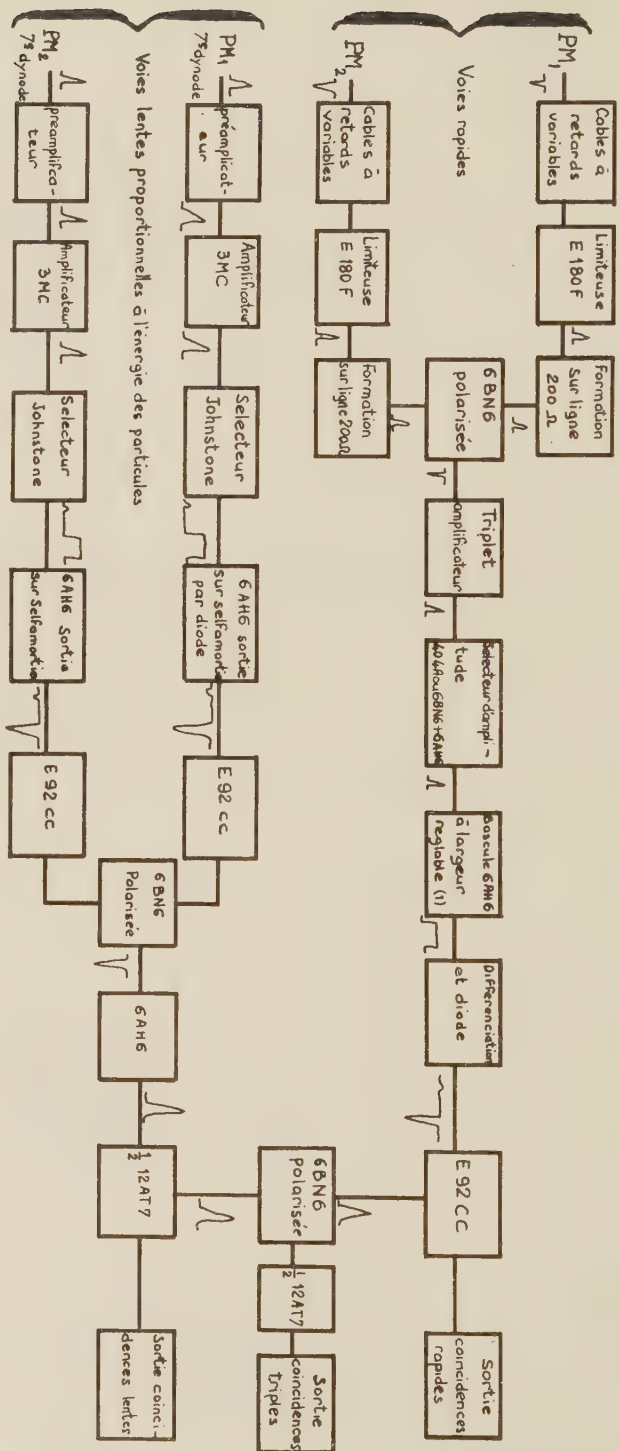


Fig. 10 - Courbe de résolution théorique ($\alpha - \gamma$ (27 KeV) du 231 Pa) et courbes transformées E' et U'



(1) Compensation du retard du sélecteur Johnstone et réglage temps mort du circuit rapide

Fig. 11 - Diagramme fonctionnel du circuit électronique «rapide - lent» (discrimination d'énergie des 2 rayonnements, détection des coïncidences)

Pour obtenir les courbes de résolution avec ou sans période, nous remplacerons dans les paragraphes 1° et 2° les exponentielles et les fonctions Unité par leurs transformées.

Le paramètre Δt_f se déduira de l'expérience de la façon suivante : une courbe de résolution est tracée avec 2 rayonnements en coïnci-

dence de grande énergie; les exponentielles e^{-tn/T_x} deviennent rapidement nulles lorsque tn varie et la courbe est essentiellement la transformée du rectangle; on diminue le temps d'ouverture jusqu'à ce qu'on commence à perdre des coïncidences pour $tn = 0$.

Alors $\Delta t = \Delta t_f$ et la largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution est égale à $2 \Delta t_f$.

C. — Mesure des vies moyennes - Discussion

Pour une période T_x du niveau excité supérieure à $2 T_b$ la branche de la courbe de résolution correspondant au retard du rayonnement a est rapidement égale à e^{-t/T_x} . Tracée en échelle semi-logarithmique, cette branche devient donc une droite dont la pente sera proportionnelle à T_x .

Lorsque T_x est inférieure à $2 T_b$ la courbe n'est plus simple. Dans ce cas, on utilisera la méthode du déplacement des centres de gravité. En effet, on constate que la position de ces centres de gravité par rapport à l'origine est égale à $T_a - T_b - T_x$; on tracera une courbe de référence ($T_x = 0$) et la courbe de résolution relative aux rayonnements étudiés. Si dans les deux cas les énergies des rayonnements sont les mêmes, le déplacement du centre de gravité est égal à T_x ; sinon on déterminera le déplacement des centres de gravité en fonction des énergies.

Le calcul mené avec les hypothèses (1) et (2) permet de prévoir la forme des courbes de résolution avec une bonne approximation. Cependant, les hypothèses utilisées sont simplificatrices, une étude de principe plus poussée a été effectuée depuis peu par Gatti et Svetlo (58) qui permet de caractériser les possibilités de l'appareillage par un certain nombre de grandeurs plus adéquates, surtout que les nouveaux photomultiplicateurs offrent de plus grandes ressources pour la mesure des vies moyennes courtes.

D. — Circuit de coïncidence

Il est composé d'une limiteuse E 180 F (par voie) chargée par $200\ \Omega$ et un câble de formation de retard égal à 10^{-8} seconde, d'une 6 BN 6 (39) (40) suivie d'un triplet amplificateur; le temps d'ouverture du circuit est réglé par la position d'un seuil défini par la polarisation d'une 6 BN 6, d'une inverseuse et d'une bascule; la largeur des impulsions de cette bascule définit un temps mort, nécessaire pour éliminer toute coïncidence provenant de post-impulsions ou due à la longue fluorescence des scintillateurs (41). Le circuit de coïncidence lent et triple est également constitué essentiellement par les 6 BN 6. Indépendamment des pertes de coïncidences, liées aux photomultiplicateurs, une cause de pertes avec un tel circuit est la variation du niveau des grilles lorsqu'un trop grand nombre d'impulsions proviennent d'un scintillateur INa (TI); sinon, le rendement de coïncidence est de 100 % pour un temps d'ouverture de $4,5\ 10^{-9}$ seconde et plus puisque la fluctuation du temps de transit des électrons est $\Delta t_f = 4,3/10^{-9}\ s$ dans les EMI 9514.

La stabilité de l'ensemble analyseur-circuits de coïncidence lent-rapide est suffisante pour que les courbes de résolution se décalent de moins de 10^{-10} seconde par jour. A vrai dire, ce résultat n'a été obtenu qu'après avoir stabilisé la température de la salle de mesure ou lorsque nous avons pu utiliser une pièce thermostatée à $\pm 0,5^\circ$.

III. — SPECTROMÉTRIE MAGNÉTIQUE DES ÉLECTRONS

DE CONVERSION INTERNE

INFLUENCE DU REcul α SUR LA FORME DES RAIES

La réalisation à l'Institut du Radium d'un spectromètre β axial à champ uniforme, due essentiellement à L. Dick (42) a été effectuée à partir du calcul des conditions de focalisation donnant le plus grand produit, pouvoir séparateur-luminosité; ces conditions ressortent de la composition des aberrations sphériques, chromatiques, de dimension finie et d'excentrage possible de la source (43); à ces aberrations de nature géométrique s'ajoutent d'autres causes d'élargissement liées au processus lui-même d'émission de l'électron de conversion interne : largeur naturelle, effet Doppler, corrélation angulaire anisotrope possible entre les directions d'émission de l'électron

et d'un autre rayonnement émis simultanément (et détecté en coïncidence à l'aide d'un scintillateur secondaire annexé au spectromètre). En particulier, le recul α du noyau déforme les raies de conversion émises à la suite d'une émission α (44); le calcul de cet effet est facilité par la remarque qu'avec les paramètres effectifs de ce spectromètre β , il suffit de s'écarter très peu des conditions optima pour que les raies deviennent symétriques et très correctement représentées par la fonction (45) :

$$g(p) = a \sin^2 \frac{\pi}{2b} (p - p_m + b) \quad -b < p - p_m < +b$$

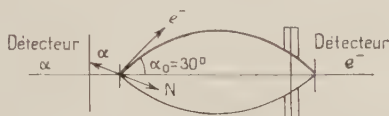


Fig. 12

où p_m est l'impulsion moyenne apparente de l'électron, a et b les paramètres définissant la hauteur et la largeur de la raie.

Nous supposons que la source est un petit disque infiniment mince. Le spectromètre n'enregistre que les électrons émis vers l'avant suivant un cône de demi-ouverture $\alpha = 30^\circ$.

Aussi nous devons distinguer les électrons associés à des noyaux se mouvant par recul α vers l'avant, donc quittant la source, ou vers l'arrière, donc pénétrant dans le support. Dans le premier cas, les électrons emportent une quantité de mouvement supplémentaire $\Delta p_m \cos \theta$; dans le second cas, ils perdent une quantité de mouvement moyenne $\overline{\Delta p_R}$; θ est l'angle formé par les directions de propagation du noyau et de l'électron, Δp_M est la quantité de mouvement supplémentaire maximum communiquée à l'électron par le recul du noyau, Δp_R est la quantité de mouvement perdue par l'électron dans le support du fait de la pénétration du noyau; nous admettons que la vie moyenne du niveau excité par l'émission α est longue par rapport au temps de ralentissement des noyaux, c'est-à-dire que les électrons sont émis à l'arrêt à la fin du parcours du noyau dans le support (46). On peut reconnaître la position du centre de gravité de la raie obtenue en coïncidence, sans connaître explicitement le profil de l'aberration due au recul α ; en effet, si le profil de la raie instrumentale est représenté par $g(p)$ et celui de l'aberration due au recul par $h(p)$, le profil résultant est donné par le produit de composition

$$f(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(p') h(p-p') dp'$$

Le profil $g(p)$ étant symétrique, si on choisit comme nouvel axe des coordonnées son axe de symétrie, l'abscisse du centre de gravité de la raie finale est celle du centre de gravité G du profil $h(p)$ que l'on calcule aisément si on prend comme variable non l'angle θ défini plus haut, mais α, ψ, β, ξ les quatre angles définissant les directions de propagation de l'électron et du noyau par rapport à l'axe du spectromètre et un plan fixe le contenant.

1° On compte les électrons associés à tous les noyaux émis vers l'avant.

$$P_G = \frac{\Delta P_m}{4\pi^2 \sin \alpha_0 \Delta \alpha} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} [\cos \alpha_0 \cos \beta + \sin \alpha_0 \sin \beta \cos(\psi - \xi)] \times \\ \sin \alpha_0 \sin \beta \Delta \alpha d\beta d\psi d\xi, \\ P_G = \frac{1}{2} \cos \alpha_0 \Delta P_m \approx 0,44 \Delta P_m.$$

Ainsi pour la raie A de 24 KeV du Th c'' , le déplacement relatif du centre de gravité dû au recul α est de 0,16 %.

2° Dans le cas où sont comptés uniquement les électrons associés aux noyaux émis vers l'avant dans un cône de demi-ouverture $\pi/6$ (cas normal des coïncidences $\alpha - e^-$).

$$P_G = \frac{\Delta P_m}{4\pi^2 \sin \alpha_0 \Delta \alpha \left(1 - \frac{\sqrt{3}}{2}\right)} \int_0^{\frac{\pi}{6}} \int_0^{2\pi} [\cos \alpha_0 \cos \beta + \sin \alpha_0 \sin \beta \cos(\psi - \xi)] \times \\ \sin \alpha_0 \cos \beta \Delta \alpha d\beta d\psi d\xi, \\ P_G \approx 0,8 \Delta P_m.$$

Pour la raie A du Th c'' le déplacement relatif du centre de gravité sera donc de 0,3 %.

Calcul du profil h (ΔP)

Comme l'origine de la variable P est la quantité de mouvement apparente moyenne de l'électron, abstraction faite du recul, nous noterons le profil dû au recul α $h(\Delta P)$; pour son calcul, il est commode de prendre la direction d'émission de l'électron comme axe de référence des angles θ ; le nombre de noyaux émettant en vol et dont la trajectoire fait un angle θ par rapport à cet axe est donné par la fraction de couronne sphérique $(\varphi_{\perp}(\theta), \theta, d\theta)$ dirigée vers l'avant, limitée par le plan de la source :

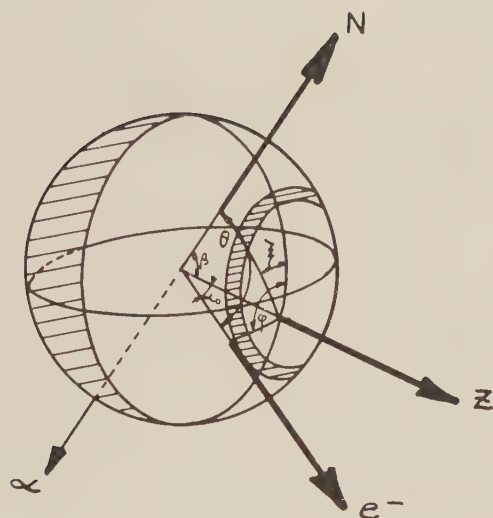
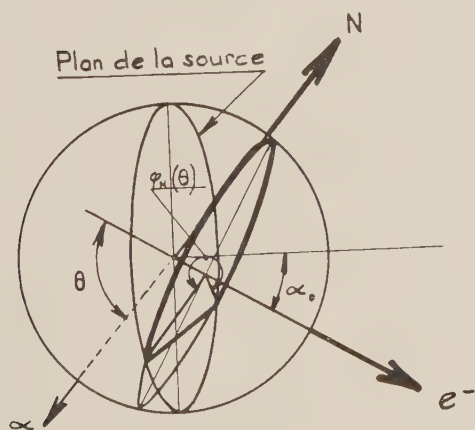


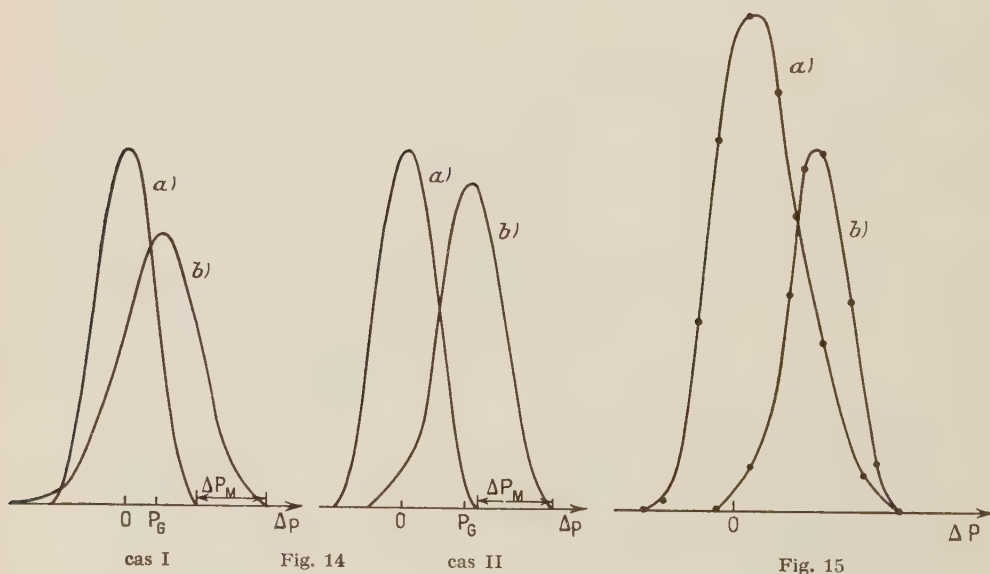
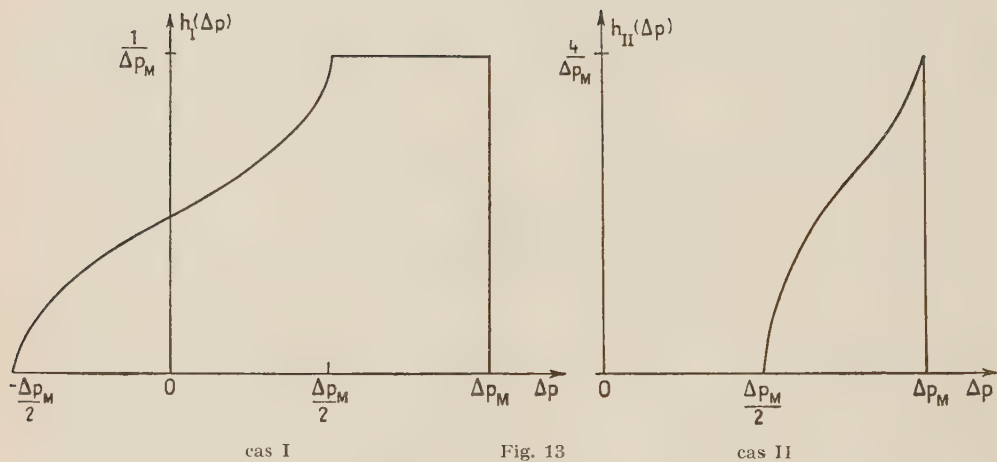
Fig. 12 a) - Calcul du déplacement du centre de gravité de la raie instrumentale



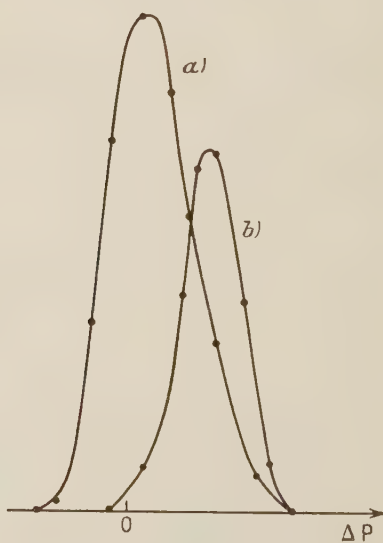
$$I(\theta) d\theta = \sin \theta d\theta \int_0^{\varphi_N(\theta)} d\varphi = \sin \theta d\theta \left[\arccos \left[\epsilon \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} - 1 \right] \right]$$

$$\cos \theta = \frac{\Delta P}{\Delta P_H}$$

Fig. 12 b) - Calcul du profil h (ΔP)



a) raie instrumentale b) raie en coincidence $\alpha - e^-$



a) spectre simple

$$\varphi \simeq \int_0^{\varphi_+(0)} \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \quad \text{où } \theta = \theta(\Delta P)$$

$$\Delta P_M \cdot \cos \theta = \Delta P;$$

1° Les électrons détectés sont émis par des noyaux quittant la source vers l'avant suivant un angle quelconque (fig. 13).

$$h_I(\Delta P) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta P_m} \left(1 - \frac{\arccos \left[\frac{6}{\left(\frac{\Delta P_m}{\Delta P} \right)^2 - 1} \right]}{2\pi} \right) & \text{pour } |\Delta P| < \frac{\Delta P_m}{2}, \\ \frac{1}{\Delta P_m} & \text{pour } \frac{\Delta P_m}{2} < \Delta P < \Delta P_m; \end{cases}$$

2° Les électrons détectés correspondent seulement aux noyaux émis vers l'avant dans un cône de demi-ouverture $\frac{\pi}{6}$ (fig. 13).

$$h_{II}(\Delta P) = \frac{1}{\Delta P_m} \frac{\arccos \left(\frac{12}{\left(\frac{\Delta P}{\Delta P_m} \right) + 1} - 7 \right)}{\pi}, \quad \frac{\Delta P_m}{2} < \Delta P < \Delta P_m.$$

Profils résultants.

Nous assimilerons le profil $h(\Delta P)$ à un trapèze dans le cas 1 et à un triangle dans le cas 2, $f(\Delta P)$ sera alors égal à

$$\frac{1}{2n\Delta_0} \int_{-\infty}^{+\infty} h_{I \text{ ou } II}(\Delta P') \left[1 - \cos \frac{\pi}{n\Delta_0} (\Delta P - \Delta P' + n\Delta_0) \right] d\Delta P',$$

$$\Delta_0 = \frac{1}{2} \Delta P_M, \quad n\Delta_0 = \text{largeur à mi-hauteur de la raie instrumentale.}$$

h_I et h_{II} seront décomposés en deux droites et une fonction unité — les résultats partiels seront recomposés graphiquement pour donner les figures (14₁) et (14₂).

Ces calculs ont été vérifiés expérimentalement lors de la mesure du coefficient de conversion interne du rayonnement M_1 de 40 KeV du Th c" effectuée au laboratoire (47). On devait s'attendre dans ce cas à trouver les raies calculées pour $\Delta P_M = 0,36 \%$ un pouvoir de résolution du spectromètre égal à $0,36 \%$, une perte relative ΔP_R voisine de $0,9 \%$; la figure (15 a) représente le profil relatif à la spectrométrie simple des électrons de conversion interne, la figure (15 b) le profil relatif à la spectrométrie en coïncidence $\alpha-e^-$.

CHAPITRE III

NOYAUX PAIRS-PAIRS

I. — ESTIMATION DE LA VIE MOYENNE DU PREMIER NIVEAU 2^+ DE NOYAUX DE MASSE $A > 218$ ET DE LEUR MOMENT QUADRUPOLAIRE ÉLECTRIQUE

Etant donné les succès du modèle de Bohr et Mottelson pour les noyaux des terres rares et que les noyaux de masse supérieure à 224 ont un spectre de niveaux excités de basse énergie également de type rotationnel, on peut calculer en première approximation, la vie moyenne d'un de ces niveaux si le moment quadrupolaire électrique en est connu (chapitre I).

P. Benoist, J. Teillac, Valladas, P. Falk-Vairant ont montré que la perturbation des corrélations angulaires des rayonnements α et γ émis dans la désintégration du Th^{230} s'explique bien par l'hypothèse d'Abragam et Pound d'un couplage champ électrique cristallin-moment quadrupolaire électrique, si vies moyennes et moments quadrupolaires des niveaux de 68 et 210 KeV du ^{226}Ra satisfont les relations de Bohr-Mottelson. On peut alors essayer d'exploiter les cinq fonctions de corrélations α - γ déterminées expérimentalement dans la désintégration du ^{238}Pu , du ^{230}Th , du ^{228}Th , du ^{226}Ra et du ^{224}Ra , moyennant quelques hypothèses et remarques :

1° La fonction de corrélation non perturbée est la fonction théorique; celle-ci est connue sans ambiguïté puisque dans les noyaux paires-paires particules α et rayonnements γ emportent un moment angulaire bien défini, égal à 2 dans notre cas (spin des niveaux initiaux et finaux nul, spin du niveau intermédiaire 2).

2° Dans les cinq cas l'atténuation de la corrélation angulaire est due uniquement à un couplage champ électrique-moment quadrupolaire électrique du noyau.

3° Les noyaux ne sont peut-être pas bien localisés dans le réseau cristallin du fait du recul α . Nous admettons cependant que la dispersion des valeurs des gradients de champ électrique n'est pas très grande pour une source microcristalline donnée : la composition simple des sels utilisés, chlorures, nitrates nous semble justifier cette hypothèse.

4° Seuls les gradients statiques interviennent; le temps d'arrêt d'un noyau de recul étant très court, de l'ordre de 10^{-12} sec (46), les γ de désexcitation des niveaux étudiés sont émis lorsque le noyau est arrêté.

5° Les gradients de champs électriques possèdent une symétrie axiale et ont la même valeur q dans les cinq cas étudiés.

6° Les premiers niveaux $2+$ peuvent être traités comme des niveaux de rotation, même ceux des Radons. Ceci revient à prendre pour le facteur de projection P , reliant le moment quadrupolaire $Q(2+)$ au moment intrinsèque Q_0 une valeur constante et à utiliser les formules (10) (12) reliant la vie moyenne τ du niveau intermédiaire à Q_0 .

On constate aisément, chapitre I, que Q_0 et τ se calculent alors à une constante près en fonction des seules variables suivantes : énergie E du niveau $2+$, coefficient de conversion interne total α de la transition, produit $\omega\tau$

$$Q_{0n} = \frac{const}{E_n^5 (1 + \alpha_n) (\omega\tau)_n} \quad \tau_n = const (1 + \alpha_n) (\omega\tau)_n^2$$

Les énergies des premiers niveaux excités sont actuellement bien connues expérimentalement. Il n'en est pas de même pour les coefficients de conversion interne; les coefficients de conversion α_K et α_L théoriques de Sliv et de Rose pour les rayonnements γ quadrupolaires électriques purs (correspondant à la désexcitation des niveaux $2+$) étant identiques pour les Rn, Ra, Th, peu différents pour les noyaux de Z plus élevés, nous admettrons qu'ils sont exacts; comme le rapport $\alpha_{M+N+...}/\alpha_L$ n'est pas bien connu théoriquement, nous le prendrons égal à 0,34 en nous référant aux travaux expérimentaux de Brodie (48), Roseblum, Valadarès, Bernas (49), Jarvis et Ross (50). Nous tirons les produits $\omega\tau$ des facteurs d'atténuation des corrélations angulaires G_2 et G_4 (51) (52) (53) (54).

Notons que dans les constantes intervient le produit $P.q$ inconnu mais gardant la même valeur dans les 5 cas par hypothèse; nous avons donc tous les éléments pour calculer Q_0 et τ à un facteur constant près.

N	E(KeV)	$1 + \alpha$	$\omega\tau$	$\tau/\text{cte } (10^{-10})$	$Q_0/\text{cte (barn)}$
²²⁰ Rn	241	1,28	0,19	2,7	4
²²² Rn	187	1,68	0,38	4	5,2
²²⁴ Ra	84	22	1,2	9,6	6,8
²²⁶ Ra	68	60	1,1	7,5	8
²³⁴ U	43,5	720	0,7	4	10

On peut donc, à partir de la détermination expérimentale d'une seule vie moyenne connaître les quatre autres; en réalité, la mesure des cinq périodes permettra de vérifier la validité des hypothèses que nous avons émises pour interpréter l'atténuation des corrélations angulaires. Remarquons que la vie moyenne du niveau $2+$ du ²³²Th, déterminée par excitation coulombienne étant de l'ordre de $4,2 \cdot 10^{-10}$ s (55), nous avons a priori fixé la vie moyenne du niveau de 43,5 KeV de l'²³⁴U à $4 \cdot 10^{-10}$ s afin d'avoir déjà un ordre de grandeur correct des autres vies moyennes. Il apparaît qu'elles sont supérieures à $2,7 \cdot 10^{-10}$ s que la plus longue, celle du ²²⁴Ra est de l'ordre de 10^{-9} s; elles sont donc toutes mesurables en principe avec notre appareillage.

II. — DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DES VIES MOYENNES

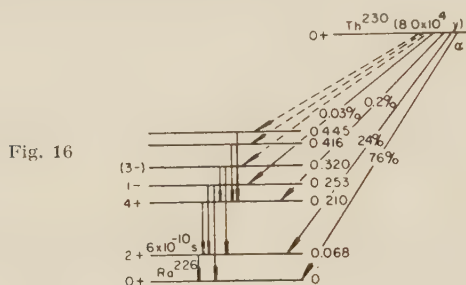
A. — Mesure de la vie moyenne des niveaux $2+$ et $4+$ du ²²⁶Ra

Rappel des résultats connus.

Le ²²⁶Ra est obtenu par désintégration α du ²³⁰Th (Io), la détermination de la structure finie α (56) (57) du spectre des électrons de conversion interne (58) (59) et des rayonnements γ (60) permet de construire le schéma de niveau (Fig. 16).

Le rapport 3,1 et 6,1 des énergies des niveaux de spin 2 et 4, 2 et 6, montre que ces niveaux sont des niveaux de rotation; l'atténuation des corrélations angulaires $\alpha-\gamma$ (68 KeV) et $\alpha-\gamma$ (142 KeV) expliquée par le couplage d'un gradient de champ électrique avec un

moment quadrupolaire électrique important, est également en faveur de cette hypothèse; dans ces conditions, la mesure de la probabilité de transition des niveaux de spin 2 et 4, couplée aux mesures de corrélations angulaires et aux rapports des énergies des niveaux 2+ 4+ 6+, permet de mieux préciser la nature de ces niveaux.



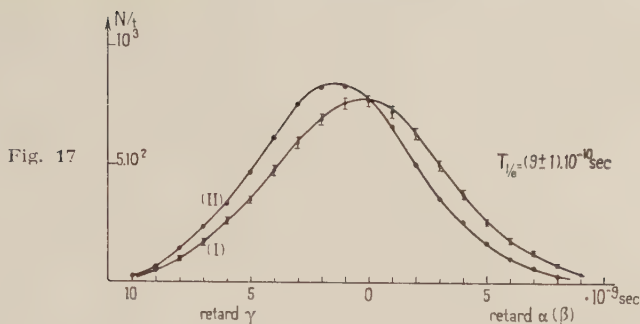
Mesures des vies moyennes.

La source utilisée renferme 10 % de Th^{230} de période 8.10^4 ans et 90 % de Th^{232} de période $1.4.10^{10}$ ans, son activité est de 2 μC (63), une telle source est épaisse et le spectre α détecté par un cristal d'anthracène d'épaisseur 0,6 mm a la forme d'un spectre continu. Cette circonstance est d'ailleurs favorable puisque le corps servant de référence (Au^{198}) émet un spectre β : nous devons, en effet, utiliser la méthode du déplacement du centre de gravité de la courbe de coïncidences différées α — γ par rapport à une courbe β — γ de référence (la vie moyenne du niveau de 411 KeV est 4.10^{-11} sec dans l' Au^{198}), en ayant soin de prendre dans chaque spectre α et β ou γ et Compton une bande d'énergie identique.

La courbe relative aux coïncidences retardées α — γ (67,8 KeV) est représentée fig. 17 Courbe I; les canaux de discrimination des α et γ restant inchangés, on remplace la source de Io par celle de ^{198}Au (courbe II). Du déplacement du centre de gravité on peut déduire la vie moyenne (61)

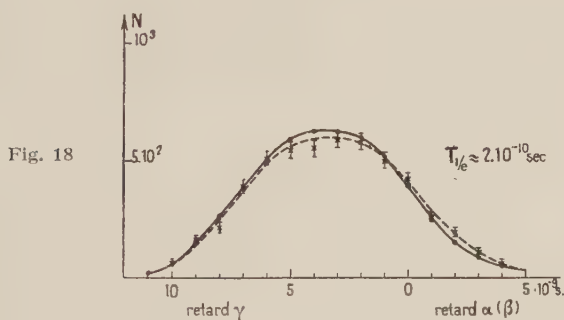
$$\tau = 9.10^{-10} \text{ s}$$

Dans les mêmes conditions (canaux α et β inchangés), on place le canal γ sur le pic photoélectrique du rayonnement de 142 KeV et trace les courbes de coïncidences retardées α — γ (142 KeV) et β —Compton (142 KeV) de l' ^{198}Au . La précision de cette mesure est réduite du fait de la mauvaise statistique sur les coïncidences α — γ (142 KeV); l'intensité de ce rayonnement γ est en effet de 0,07 %



par désintégration α ; cependant, trois séries de mesures donnent un déplacement du centre de gravité voisin de 2.10^{-10} sec, qui, corrigé du temps que mettent les α à parcourir la distance source-cristal permet d'estimer la vie moyenne du niveau de 210 KeV à

$$\tau = 2.5 \cdot 10^{-10} \text{ sec}$$



La valeur indiquée plus haut de vie moyenne du niveau de 67,8 KeV a été vérifiée par l'étude des coïncidences α - X_L ; en effet les photons X_L sont 20 fois plus intenses que le rayonnement de 67,8 KeV très converti; il est ainsi possible de détecter les photons par un cristal de stilbène d'épaisseur 4 cm; on trouve

$$\tau = 9 \pm 1 \cdot 10^{-10} \text{ sec}$$

Les probabilités réduites de transition sont :

Pour le niveau de 67,8 KeV : $B(E_2)/e^2 = 1 \pm 0,1 \cdot 10^{-48} \text{ cm}^4$

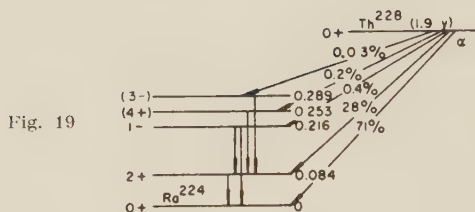
Pour le niveau de 210 KeV : $B(E_2)/e^2 = 1,7 \cdot 10^{-48} \text{ cm}^4$

B. — Mesure de la vie moyenne des niveaux 2+ du ^{224}Ra

Rappel des résultats connus.

De la structure fine α , du spectre des électrons de conversion interne et des rayonnements (59) (62) (63), on peut déduire le schéma

de niveau suivant :

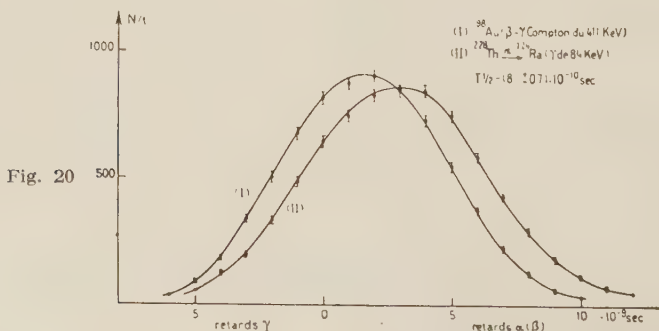


Le rapport des énergies des niveaux 4+ et 2+, égal à 3 montre que l'on peut encore considérer ces niveaux comme étant de nature essentiellement rotationnelle; l'atténuation de la corrélation angulaire α — γ (84 KeV) est certainement du même type que l'atténuation de la corrélation α — γ du Ra²²⁶ et nous en avons déduit une valeur approximative de la vie moyenne du niveau 2+ : $\tau = 11.5 \cdot 10^{-10}$ si τ (Ra²²⁶) = $9 \cdot 10^{-10}$ sec. Avec ce noyau, nous nous éloignons un peu plus de la zone de grande déformation et avons donc à vérifier la validité des formules simples de Bohr et Mottelson.

Mesure de la vie moyenne.

Nous devons opérer rapidement après l'extraction du RTh afin que le rayonnement de 84 KeV ne puisse être confondu avec les rayons X_K des descendants. Ceci évite de sélectionner les particules α du RTh à l'aide d'un cristal de INa (Tl) dont l'utilisation présente des inconvénients (chapitre II).

$$\tau = 11,5 \pm 1 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$



Nous avons également effectué une comparaison entre les deux courbes de coïncidences retardées α - γ du Ra²²⁶ et α - γ du Ra²²⁴ détec-

minées dans les mêmes conditions pour les particules α ; en tenant compte du déplacement du centre de gravité des courbes en fonction de l'énergie des rayonnements γ nous trouvons un déplacement entre les courbes relatives au ^{226}Ra et ^{221}Ra de l'ordre de $3 \cdot 10^{-10}$ s, ce qui confirme la cohérence des mesures.

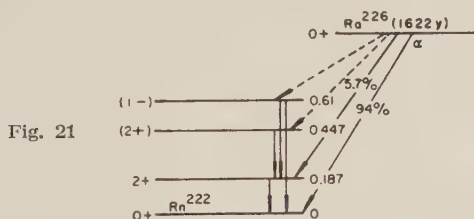
Par contre le rayonnement γ de 172 KeV ne peut être bien séparé des rayonnements γ issus du niveau de 216 KeV et la faible intensité des γ de 172 KeV nécessite des mesures plus longues pendant lesquelles naissent les dérivés; aussi, la valeur prévisible théoriquement de la vie moyenne du niveau de 253 KeV étant de l'ordre de $2 \cdot 10^{-10}$ sec, lorsque celle du niveau de 84 KeV est $11,5 \cdot 10^{-10}$ sec, nous ne pouvons espérer faire une mesure significative avec notre appareillage, nous n'avons donc que la probabilité réduite du niveau de 84 KeV

$$B(E_2)/e^2 = 0,73 \pm 0,7 \cdot 10^{-48} \text{ cm}^4$$

C. — Mesure de la vie moyenne du niveau de 187 KeV du ^{222}Rn

Résultats connus.

L'étude de la désintégration du ^{226}Ra conduit au schéma de niveaux suivant (64) (65) (66). L'énergie des niveaux est bien connue, la valeur des spins n'est pas certaine. Le rapport des énergies des deux premiers niveaux excités a amené G. Scharff-Goldhaber à les classer comme niveaux de vibration.



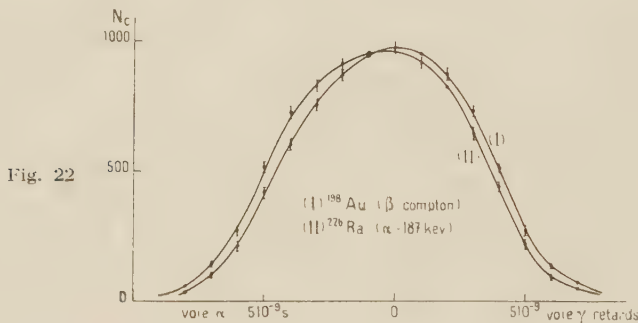
Si on prend $\omega\tau = 1,1$ pour le Ra^{226} (tableau), on s'attend à trouver $\tau(187 \text{ KeV}) = 4,6 \cdot 10^{-10}$ s avec les hypothèses du § I.

Mesure.

La croissance du Radon et de ses dérivés, retirés avant chaque mesure par extraction au TTA, n'est pas gênante pendant les premières heures suivant la purification de la source de Radium. Comme précédemment les particules α et β sont détectées par un cristal

d'anthracène, les γ par un cristal de INa (Tl), l'ordre de grandeur prévu pour la vie moyenne conduit à n'utiliser encore, dans ce cas, que la méthode du déplacement du centre de gravité des courbes de coïncidences différées β - γ (187 KeV) et β - γ (Compton de ^{198}Au).

$$\tau = 4 \pm 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$



Nous avons également comparé les courbes α - γ (187 KeV) et α - γ (236 KeV) du RAc dont le niveau de particule de 286 KeV a une vie moyenne de $9 \pm 1 \cdot 10^{-10}$ sec (voir plus loin). En tenant compte du déplacement du centre de gravité des courbes de coïncidences avec l'énergie du rayonnement, nous déduisons que :

$$\tau = 5 \pm 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

La valeur moyenne de ces deux résultats est donc (67) :

$$\tau(187 \text{ KeV}) = 4,5 \pm 1 \times 10^{-10} \text{ sec}$$

A cette période, correspond pour la probabilité réduite de transition la valeur :

$$B(E_2)/e^2 = 0,43 \pm 0,09 \times 10^{-48} \text{ cm}^4$$

III. — DISCUSSION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX :

DÉFORMATIONS QUADRUPOLAIRES

Le facteur F, rapport des probabilités de transition mesurées à celles que prévoit le modèle de la particule indépendante, c'est-à-dire la probabilité de transition en unité Weisskopf est égal à :

^{226}Ra	transition $2+ \longrightarrow 0+$	$F = 130 \text{ uW}$
^{226}Ra	transition $4+ \longrightarrow 2+$	$F = 190 \text{ uW}$
^{224}Ra	transition $2+ \longrightarrow 0+$	$F = 96 \text{ uW}$
^{222}Rn	transition $2+ \longrightarrow 0+$	$F = 55 \text{ uW}$

Les grandes valeurs de F mettent en évidence le caractère collectif de ces TRANSITIONS γ , cependant, dans le Po^{210} par exemple proche du noyau magique ^{208}Pb , la probabilité F entre les niveaux $6+$ et $4+$ est égale à 30 uW ; il nous faut donc d'autres informations que les vies moyennes pour mettre en évidence le caractère collectif des NIVEAUX d'où sont issues ces transitions. Dans le tableau suivant, nous trouvons donc quelques renseignements complémentaires : dans la première rangée, nous indiquons le spin du 2° niveau de parité positive, dans la deuxième le rapport des énergies des premiers niveaux de parité positive, dans la troisième les vies moyennes mesurées. Si nous admettons que les formules de Bohr-Mottelson sont applicables pour les cinq noyaux, nous tirons le moment quadrupolaire intrinsèque Q_0 des vies moyennes; nous noterons en fait $Q_0/Q_0(^{226}\text{Ra})$ pour pouvoir établir une comparaison avec les rapports $\overline{Q_0}/\overline{Q_0} (^{226}\text{Ra})$ tirés des corrélations angulaires (§ I). De la comparaison de ces 2 rapports, on déduit le produit $P.q$ (facteur de projection gradient de champ électrique cristallin § I).

N	^{234}U	^{226}Ra	^{224}Ra	^{222}Rn	^{220}Rn
Spin du 2° niveau (+)	4	4	4	4,2(?)	2 (?)
E_2/E_1	3,29	3,10	3,01	2,39	2,20
$\tau_1 \text{ exp } (10^{-10} \text{ s})$	3,8(68)	9 ± 1	$11,5 \pm 1^*$	$4,5 \pm 1$	2,1(68*)
$Q_0/Q_0(^{226}\text{Ra})$	1,35	1	0,86	0,66	0,59
$\overline{Q_0}/\overline{Q_0} (^{226}\text{Ra})$	1,25	1	0,85	0,65	0,50
$Pq/Pq(^{226}\text{Ra})$	1,08	1	1,01	1,01	1,18

N	E_2/E_1	τ_2	τ_1	Q_2/Q_1	Q_0
^{226}Ra	3,10	$2,5 \cdot 10^{-10} \text{ s}$	$9 \pm 1 \cdot 10^{-10} \text{ s}$	1,68	7,25 barns

1° *Cas des noyaux « déformés »* ^{234}U , ^{226}Ra , ^{224}Ra ($E_2/E_1 \neq 3,3$).

La comparaison des résultats expérimentaux et de la théorie des niveaux de rotation est plus aisée lorsqu'on écarte l'incertitude sur les valeurs des moments quadrupolaires électriques due à la méconnaissance des gradients de champs électriques dans les cristaux : nous étudierons donc d'abord les premiers niveaux du ^{226}Ra .

a) *Energie des premiers niveaux du ^{226}Ra .*

D'après Bohr et Mottelson les énergies des premiers niveaux excités de rotation (de spin I) des noyaux pair-pair sont données par l'équation (26), le premier terme est dû à la rotation du cœur, le deuxième terme est une correction due à l'interaction rotation-vibration du cœur.

$$E = \frac{1}{2} \epsilon I(I+1) - B I^2 (I+1)^2 \quad (26)$$

où $\epsilon = h^2/J$, J est le moment d'inertie, $B = 2 \left(\frac{1}{h\omega} \right)_{\text{vib}} \epsilon^3$

$h\omega$ étant le quantum de vibration « moyen » séparable en fait en vibration β et vibration γ ; β et γ sont les paramètres de déformation définis chapitre I.

Une étude systématique de Sheline (69) montre qu'on doit remplacer B par $b.B$ pour retrouver correctement les énergies de vibration β et γ expérimentales. Il émet l'hypothèse que b est constant par une série de noyaux et égal à 2,12. Il explique ainsi les énergies des niveaux $2+$ $4+$ $6+$ du ^{226}Ra :

$$\epsilon = 23,20 \text{ KeV}, \quad B = 55.10^{-3}, \quad b = 2,12 \quad (h\omega)_{\text{vib}} = 463 \text{ KeV}$$

les énergies réelles des niveaux de rotation seraient 67,62 KeV, 210,0 KeV, 416 KeV et il existerait un niveau de vibration β d'énergie = 417 KeV.

Ainsi, pour le ^{226}Ra un couplage rotation-vibration mélangerait les différentes bandes de rotation de façon telle que le rapport E_{4+}/E_{2+} serait égal à 3,10 et non plus à 3,33; des fonctions d'onde des niveaux excités ne seraient évidemment plus tout à fait des fonctions de rotation pures.

b) *Vies moyennes des niveaux $2+$ et $4+$ du ^{226}Ra .*

A une différence de x % de l'énergie de ces niveaux par rapport

à l'énergie qu'ils auraient s'ils étaient de rotation pure, correspond une variation de $\sqrt{x}\%$ de leurs fonctions d'ondes par rapport aux fonctions d'onde de rotation pures; les probabilités de transition entre niveaux de cette bande fondamentale varient dans une proportion plus faible; en effet, les termes correctifs ont en facteur les probabilités de transition entre niveaux de rotation basés sur les niveaux de vibration β et γ et les niveaux de rotation de la bande fondamentale; or, les valeurs expérimentales connues de ces probabilités, non nulles, sont de l'ordre de quelques unités Weisskopf alors que nous avons trouvé pour les probabilités des niveaux $4+$ et $2+$, 190 et 130 unités Weisskopf: le rapport théorique τ_{4+}/τ_{2+} garde donc une valeur très voisine du rapport calculé pour des niveaux de rotation non perturbés.

Ainsi puisque $\tau_{2+} = 9 \pm 1 \cdot 10^{-10}$ s, τ_{4+} devrait être voisin de $2,8 \pm 0,3 \cdot 10^{-10}$ s; expérimentalement nous avons trouvé : $\tau_{4+} = 2,5 \cdot 10^{-10}$ s.

A la précision des mesures, on peut considérer que la formule (12) de Bohr-Mottelson donnant $B(E_2)$ en fonction de Q_0 et des spins est vérifiée.

c) *Moments quadrupolaires des niveaux $4+$ et $2+$ du ^{226}Ra .*

D'après la formule (21) d'Abragam et Pound, le rapport des moments quadrupolaires électriques des niveaux $4+$ et $2+$ est égal à :

$$\frac{Q_{4+}}{Q_{2+}} = \frac{(\omega\tau)_{4+}}{(\omega\tau)_{2+}} \times \frac{\tau_{2+}}{\tau_{4+}} \times \frac{14}{3} = 1,68$$

Les incertitudes sur le rapport étant inférieures à $\pm 25\%$, il est très vraisemblable que la différence entre cette valeur et la valeur théorique pour 2 niveaux de rotation pure

$$\frac{Q_{4+}}{Q_{2+}} = 1,27$$

est due en partie à l'effet de couplage rotation-vibration.

d) *Niveaux $2+$ des ^{234}U , ^{226}Ra , ^{224}Ra .*

La valeur comparée des moments quadrupolaires électriques de ces niveaux fait ressortir la similitude remarquable (tableau) des

valeurs obtenues par corrélations angulaires $\alpha\gamma$ et mesure de vies moyennes. Cette similitude est une confirmation de la validité des hypothèses émises pour leur calcul.

1° La perturbation de la corrélation angulaire est due à un couplage quadrupolaire électrique;

2° Les gradients de champs électriques q ou tout au moins les produits $P.q$ sont peu différents dans les trois cas.

Plus généralement, la cohérence des résultats issus des mesures de corrélations angulaires $\alpha\gamma$ interprétées à partir des travaux théoriques d'Abraham et Pound et des résultats issus des mesures de vies moyennes E_2 interprétées à partir de la théorie des niveaux de rotation (+ vibration) est un test positif de la validité de ces théories, elle confirme en particulier les prévisions de Bohr-Mottelson en ce qui concerne les probabilités de transition relatives, les moments quadrupolaires électriques relatifs des niveaux d'une bande de rotation. Quant aux valeurs absolues de ces moments, elles sont tout à fait cohérentes avec la valeur absolue du moment quadrupolaire du niveau fondamental de ^{1227}Ac déterminée par spectroscopie optique; en effet cette valeur 1,7 barn conduit à un moment quadrupolaire intrinsèques de 8,5 puisque $I = 3/2$ alors que les moments intrinsèques de ^{1234}U , du ^{226}Ra , du ^{224}Ra seraient égaux à 9,8, 7,25, 6,2 barns. On peut donc admettre qu'à la précision des mesures les valeurs absolues des moments quadrupolaires intrinsèques, c'est-à-dire des déformations quadrupolaires axiales sont exactes :

N	^{234}U	^{226}Ra	^{224}Ra
β	0,25	0,20	0,17

2° Cas des radons.

a) *Energie et spin des premiers niveaux excités du ^{222}Rn et du ^{220}Rn .*

Nous avons vu que le rapport des énergies des deux premiers niveaux, 2,39 pour le ^{222}Rn et 2,20 pour le ^{220}Rn , montre que l'on n'a plus à faire à des niveaux de rotation pure de noyaux à symétrie axiale; le spin des deuxièmes niveaux ne sont d'ailleurs pas certains; d'après G. Harbottle le spin du niveau de 447 KeV du ^{222}Rn peut être 2 ou 4, d'après Strominger il serait 2, ainsi que celui du niveau de

530 KeV du ^{220}Rn . D'après G. Scharff-Goldhaber et Weneser, Jean et Wilets, ces niveaux peuvent être dus à des vibrations d'un cœur sphérique ou sphéroïdal « instable ». On comprend ainsi que le 2^e niveau se désexcite uniquement ou essentiellement vers le 1^{er} niveau. Dans l'hypothèse que le noyau ne présente plus de symétrie axiale, le rapport des énergies E_2/E_1 est une fonction du paramètre γ d'asymétrie (chapitre I).

N	E_2/E_1	γ
^{222}Rn	2,39	25°
^{220}Rn	2,20	26° 24'

b) *Vies moyennes et moments quadrupolaires électriques du premier niveau 2+.*

Aux vies moyennes $\tau_1 = 4,5 \cdot 10^{-10}$ s pour le ^{222}Rn , $\tau_1 = 2,1 \cdot 10^{-10}$ s pour le ^{220}Rn correspondent des probabilités de transition γ de 55 et 43 unités Weisskopf respectivement, le caractère collectif de ces transitions est donc moins net que pour leurs homologues des Radium; il n'en reste pas moins que d'après les perturbations de la corrélation angulaire $\alpha\gamma$, les constantes de couplage quadrupolaires $eq Q_1 = 8 h\omega = 8 h(\omega\tau)_{\text{exp}}/\tau_{\text{exp}}$ sont égales à 1.030 et 1.100 Mégacycles/sec. pour le ^{222}Rn et le ^{220}Rn ; elles sont donc loin d'être négligeables par rapport à celles du ^{226}Ra et du ^{224}Ra (1.500 et 1.400 Mc/s). On en déduit que : $\overline{Q}_0/\overline{Q}_0(^{226}\text{Ra})$ tirés des corrélations angulaires et $Q_0/Q_0(^{226}\text{Ra})$ des vies moyennes sont tout à fait semblables (tableau) et que les produits $P.q$ sont pratiquement les mêmes que pour les noyaux lourds. Cette cohérence n'est-elle pas en faveur des modèles selon lesquels les noyaux de Radons auraient une déformation quadrupolaire axiale statique et dynamique non négligeable et les premiers niveaux 2+ des caractéristiques voisines de celles des niveaux de rotation ?

Dans le modèle du rotor asymétrique, l'équation liant Q_0 et τ est très voisine de celle de Bohr et Mottelson (chapitre I).

Par contre, le moment quadrupolaire du premier niveau est une fonction sensible du paramètre et on aurait au lieu de — 0,29 d'après Bohr et Mottelson :

$$\begin{array}{lll} ^{222}\text{Rn} & Q_1/Q_0 & = - 0,175 \\ ^{220}\text{Rn} & Q_1/Q_0 & = - 0,140 \end{array}$$

Il faudrait alors admettre que le gradient de champ électrique q

appliqué aux noyaux de Radons inclus dans les sels de chlorures de Radium sont 1,5 à 2 fois plus grands que les gradients de champ électrique existant dans le sel de Pu et Th.

On ne peut conclure à coup sûr à la validité d'une explication plutôt que d'une autre; il ressort cependant de cette discussion l'impression que la notion de déformation axiale a encore un sens pour les Radons.

N	^{222}Rn	^{220}Rn
$< \beta_0 >$	$< 0,135 >$	$< 0,120 >$

IV. — DÉFORMATION QUADRUPOLAIRE DES NOYAUX LOURDS

D'après Bohr et Mottelson, l'énergie du premier niveau $2+$ compatible avec l'existence d'un spectre de rotation doit être telle que :

$$E_{2+} (\text{rotation}) \leq 13 \, h^2/J \text{ rigide}$$

en termes de moments d'inertie

$$J/J \text{ rigide} \geq 0,230 \quad (27)$$

où J rigide est le moment d'inertie au noyau considéré comme un ensemble sphéroïdal de nucléons indépendants :

$$J \text{ rigide} = \frac{2}{5} A M R_0^2 (1 + 0,31 \beta + \dots)$$

β est le paramètre de déformation axiale : avec $R_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ on a :

$$J/J \text{ rigide} = 2.08.105 \frac{1}{E_{2+} (\text{KeV}) \cdot A^{5/3} (1 + 0,31 \beta + \dots)}$$

Il apparaît dans le tableau suivant qu'il convient bien de séparer les Radons des noyaux plus lourds :

234	^{226}Ra	^{224}Ra	^{222}Rn	^{220}Rn
0,507	0,346	0,284	0,130	0,104

0,230

Ce résultat ainsi que la cohérence interne des mesures de corrélations angulaires α - γ et des mesures de vies moyennes, les grandes valeurs de ces dernières et des moments quadrupolaires spectroscopiques (2,1 et 3,53 barns pour les niveaux $2+$ et $4+$ du ^{226}Ra , 2,85 barns pour le niveau $2+$ du ^{234}U), le spectre de rotation, etc., permettent de penser que les noyaux satisfaisant le critère (27) possèdent bien une déformation variant très peu ($A > 226$) ou peu ($A = 224$) autour d'une forme d'équilibre à symétrie axiale. Cependant faut-il considérer que le spectre de basse énergie des noyaux plus légers, ne satisfaisant plus le critère (27) est un spectre de vibration de noyaux sphériques ?

La notion même de déformation quadrupolaire intrinsèque des noyaux pair-pair a été introduite par Brix et Kopfermann (23) pour expliquer les anomalies de déplacement isotopique de certains niveaux de structure hyperfine dans les terres rares. Parmi les éléments qu'ils ont étudiés, le ^{152}Sm , le ^{150}Nd et les éléments plus lourds

62

60

ont des noyaux possédant un spectre de niveaux excités de type rotationnel; mais les noyaux de ^{150}Sm , ^{148}Sm , ^{148}Nd et ^{146}Nd ne satisfont plus le critère (27) (70). Il faudrait alors admettre que non seulement les noyaux dont les niveaux excités sont du type rotationnel doivent être traités comme des noyaux non sphériques mais aussi les noyaux immédiatement voisins de masse inférieure ou égale, pour lesquels $E_{2+} > E_{2+}^{\text{max. (rotation)}}$ à moins que pour ces noyaux la déformation quadrupolaire *qui reste relativement grande* ne soit de type purement dynamique ? Nous avons porté pour ces noyaux $F(E_2)$ en ordonnée, N nombre de neutrons en abscisse dans la figure (23). Si on trace le même graphique pour les noyaux plus lourds que le Plomb ou mieux si on porte $F(E_2)$ en fonction du nombre de masse A (fig. 24), on est conduit à admettre, par analogie avec les Sm et Nd que les Radons ne sont pas sphériques cette conclusion est étayée par le fait que la courbe $\delta(A)$ pour $A \leq 226$ prolonge bien la courbe calculée par Nilsson pour $A > 226$.

Sur la figure (25), la ligne représente la fonction $\delta(A)$ de Nilsson (chapitre I) ($\delta = 0,95 \beta$) — les points noirs résultent des mesures d'excitation coulombienne et les cercles des mesures discutées plus haut.

Il existe d'une part un bon accord entre les valeurs calculées à partir d'un potentiel d'oscillateur déformé et les 3 valeurs expérimentales, pour les noyaux très déformés, d'autre part les valeurs

expérimentales de δ pour les noyaux de masse $A < 226$ forment une courbe se raccordant bien à la courbe calculée. Il n'apparaît pas de transition très brusque lorsqu'on passe des Radons aux Radium. La courbe moyenne $\delta(Z)$ montre que pour $Z = 82$, les noyaux sont bien sphériques et certainement très peu déformés pour $Z = 84$ (fig. 26).

De plus, si on porte en fonction de A la valeur du rapport J/J rigide, on voit qu'elle décroît de 0,50 pour les Plutonium et Uranium à 0,10 pour les Radons de façon quasi monotone (fig. 27).

$$J/J \text{ rig} \neq 0,55 \left(1 - \exp \frac{-A - 218}{s} \right) \quad A < 240$$

Etant donné cette régularité, il y a peut-être bien encore un sens à relier moment d'inertie et énergie du premier niveau $2+$ même par les Radons bien que le critère (27) ne soit pas vérifié; d'après le graphique J/J rigide ne pourrait plus être défini par les noyaux de masse inférieure à 218.

Les noyaux lourds pair-pair se classeraient ainsi en fonction de leur déformation :

1° Noyaux très déformés possédant un spectre rotationnel de niveaux excités de basse énergie ($A > 226$);

2° Noyaux moins déformés que les précédents, possédant un spectre « quasi-rotationnel » (^{224}Ra p.e.) provenant soit d'une rotation couplée à une vibration (on n'a pas encore repéré les niveaux de vibration β dans les Radium), soit d'une rotation de noyau dépourvu de symétrie axiale;

3° Noyaux à déformation axiale non nulle mais mal définie, donnant lieu à un spectre de caractère mixte « quasi-vibrationnel » (^{222}Rn ^{220}Rn);

4° Noyaux quasi sphériques possédant un spectre de basse énergie de type vibrationnel comme le ^{214}Po ou un spectre explicable par l'excitation d'une paire de particules ^{210}Po .

En plus d'une partie à longue portée des forces nucléaires, tendant à déformer le noyau au fur et à mesure qu'on s'éloigne des couches fermées, il faudrait tenir compte d'une partie à courte portée dont l'importance est bien mise en lumière par l'explication de la valeur J/J rigide $= 0,5$ pour les noyaux très déformés, de la structure du spectre de niveaux excités du ^{210}Po , du succès du critère (27), qu'elles fournissent lorsqu'elles sont traitées dans le cadre d'un modèle de

Fig. 26

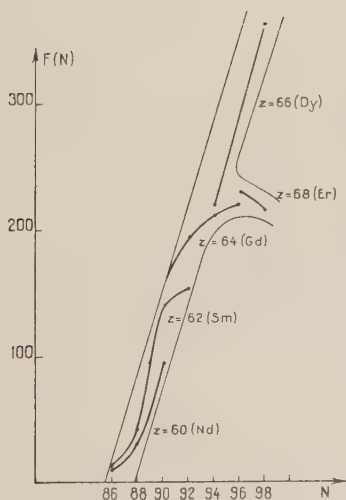
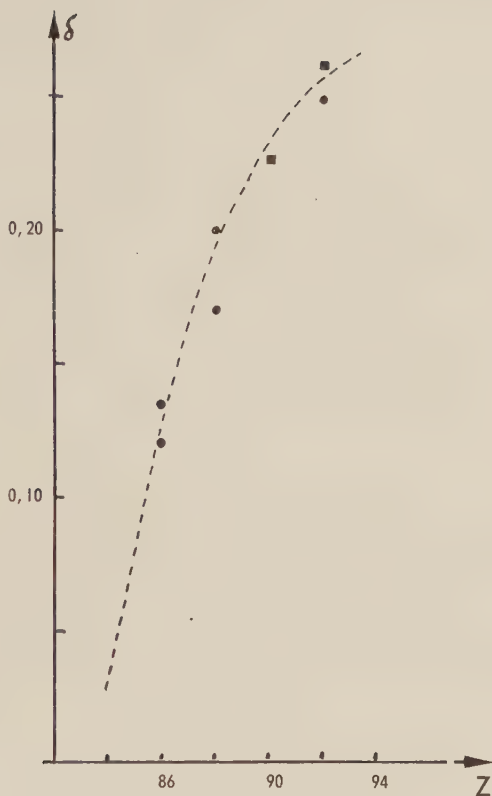


Fig. 23

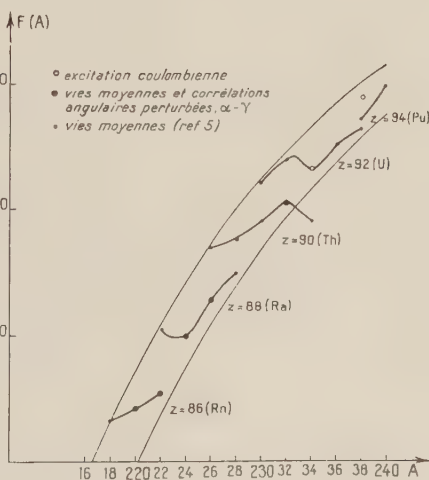


Fig. 24

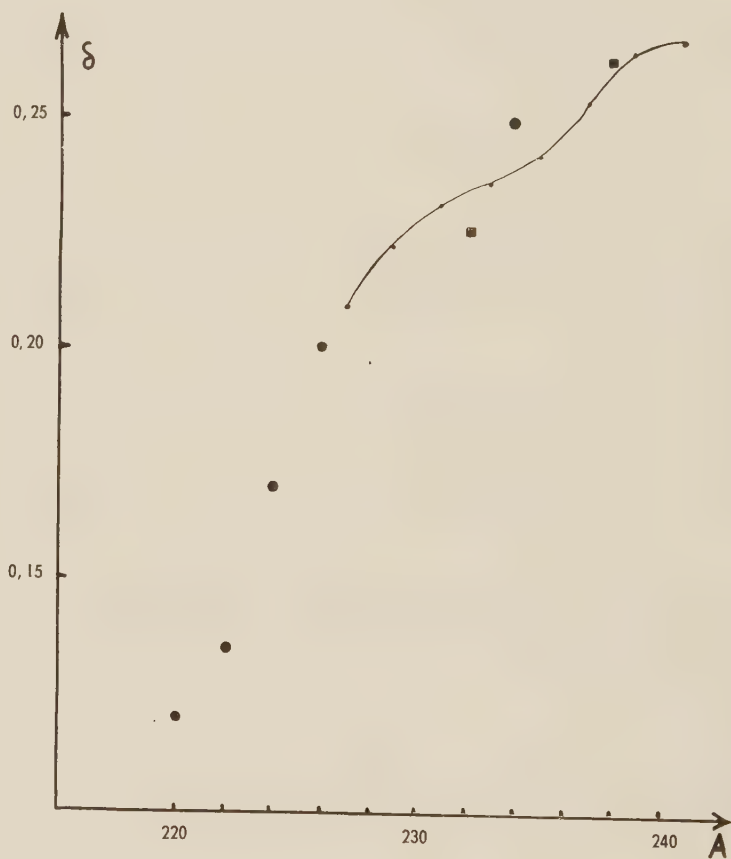
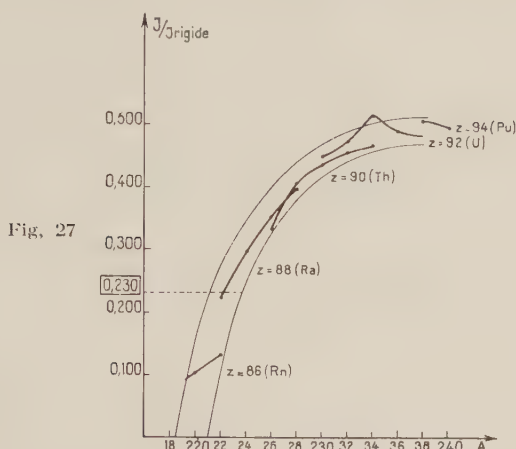


Fig. 25

- Coincidences retardées, corrélations angulaires.
- Excitation coulombienne (premières mesures)
- Valeurs théoriques de Nilsson.

« quasi particules » (Belyaev) (71) : l'absence d'un passage très brusque d'une zone de vibration de noyaux sphériques à une zone de rotation



de noyaux déformés montre cependant l'importance d'une meilleure connaissance expérimentale des caractéristiques des Radium et des Radons (quasi-rotationnel et quasi-vibrationnel) : mise en évidence ou non des vibrations β et γ , spin, vie moyenne, moment quadrupolaire du 2^e niveau des Radons...

Note à l'impression : Il est satisfaisant de noter que les déterminations les plus récentes des $B(E_2)$ par excitation coulombienne, effet Doppler, coïncidences retardées diffusion inélastique de protons effectuées dans d'autres laboratoires sont bien concordantes avec nos mesures dans la limite des erreurs expérimentales.

Siekman Thèse (Groningen 1959) - Bell-Bjornholm-Severiens kgl Danske Mat Fys 32 n° 12 (1960) - Rester-Moore-Durham-Class Nucl. Phys. 22 104 (1961) - Skurnik - Elbek - Olesen cités par Rester et Coll.

CHAPITRE IV

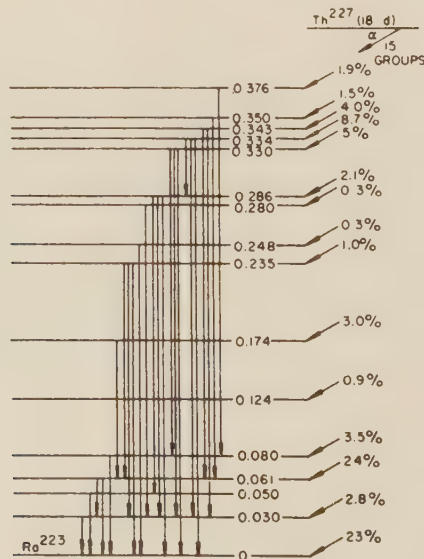
NOYAUX IMPAIRS

^{223}Ra

I. — DÉSINTÉGRATION α DU ^{227}Th

La désintégration α du ^{227}Th conduit à de nombreux niveaux excités du ^{223}Ra étudiés en spectrométrie α et β par M. Frilley, S. Roseblum, M. Valadarès, G. Bouissières (72) (73), par R. Pilger (74); du spectre complexe des transitions γ il ressort une cascade de 2 rayonnements peu convertis, l'un de 50 KeV, de nature E_1 certaine, l'autre de 236 KeV de nature moins sûre, pouvant provenir de deux niveaux de particules de 50 KeV et 286 KeV.

Fig. 28



II. — VIES MOYENNES - CORRÉLATIONS ANGULAIRES

1. Mesure de la période des niveaux de 50 et 286 KeV.

Une première mesure de la période d'émission du γ de 50 KeV a été tentée avec le dispositif utilisé pour la mesure de la période relativement longue du rayonnement de 27 KeV du ^{231}Pa (voir § II). D'après la pente de la courbe des coïncidences différées α - γ (50 KeV) tracée en échelle semi-logarithmique la période $T_{1/2}$ (50 KeV) est inférieure à $2 \cdot 10^{-9}$ s; le coefficient de conversion interne de ce rayonnement étant de l'ordre de 0,7 de période d'émission γ est (75) :

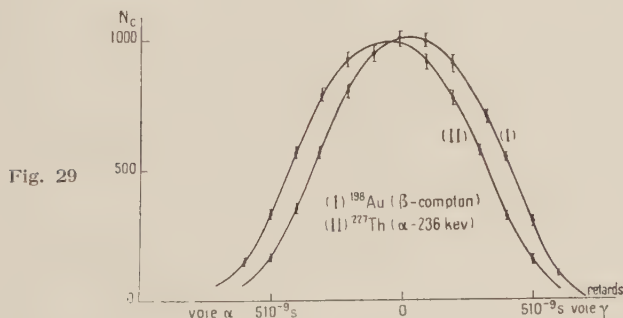
$$T_{1/2} \leq 3,4 \cdot 10^{-9} \text{ s.}$$

La période du niveau de 286 KeV est déterminée par comparaison des courbes de coïncidence β - γ (compton du γ de 411 KeV de l' ^{198}Au) et α - γ (236) du ^{223}Ra , on trouve (67)

$$\tau = 9 \pm 1 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

à partir des intensités relatives des transitions issues du niveau de 286 KeV (74), on déduit pour la période partielle du γ de 236 KeV

$$\tau(\gamma) \text{ (236 KeV)} = 1,8 \pm 0,2 \cdot 10^{-9} \text{ s}$$



2. Coefficient de conversion interne du rayonnement de 236 KeV.

L'analyse du spectre γ émis en coïncidence avec le rayonnement de 50 KeV permet de connaître le rapport du nombre de rayonnements X_K au nombre de γ de 236 KeV, toutes corrections faites :

$$\alpha_K = 0,085 \pm 0,015$$

Une partie importante de l'incertitude provient de l'évaluation du fond compton. Ce résultat et celui de Pilger ($\alpha_K = 0,05 \pm 0,02$)

indiquent que le rayonnement de 236 KeV est de nature E_1 ou $E_1 + M_2$ avec un pourcentage de M_2 inférieur à 1 %.

3. Corrélation angulaire $\gamma\text{-}\gamma$ (source liquide et source solide).

La source, quelques microcuries de ^{227}Th , en solution, est contenue dans un tube de plexiglas de 2 mm de diamètre intérieur, 10 mm de hauteur autour duquel peuvent tourner deux ensembles cristal (INa-Tl) — P.M.(9514 A). Chaque cristal (25 mm de diamètre) est situé à 5 cm de la source. La direction d'émission du γ de 50 KeV détecté par un scintillateur fixe est prise comme origine des angles; le γ de 236 KeV est détecté pour les angles d'émission relatifs tels que

$$\cos \theta_i = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1$$

La nature du complexe chimique utilisé, chlorhydrique ou citrique, ne fait pas varier l'allure des courbes de corrélations angulaires, par contre, pour chaque série de mesures, il faut utiliser une nouvelle source à cause de la croissance des dérivés du ^{223}Ra .

Lorsqu'un des rayonnements est dipolaire électrique, la fonction de corrélation théorique, non perturbée, est :

$$W(\cos \theta) = 1 + A_2 P_2 (\cos \theta)$$

le facteur d'anisotropie expérimental, pour 4 séries de mesures, est égal à

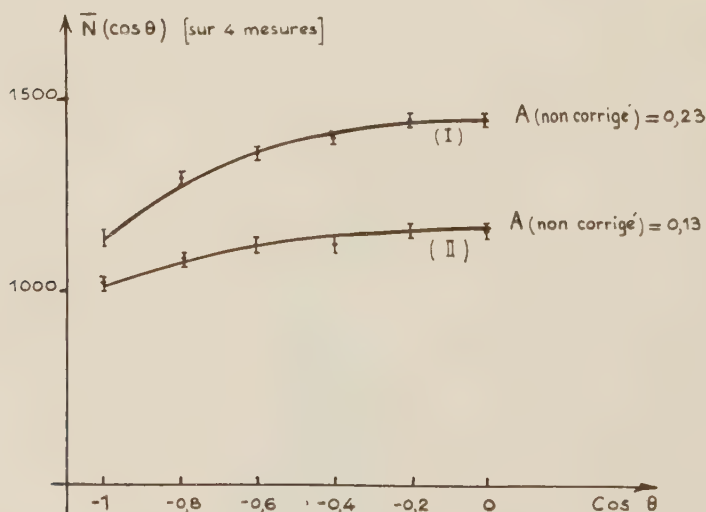


Fig. 30

(I) : Source liquide
(II) : Source solide (citrate)

$$A = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)} = -0,245 \pm 0,015$$

Les seules valeurs des spins de niveaux de 286, 50, 0 KeV compatibles avec ce facteur, sont :

Niveau 286 KeV	spin 3/2	1/2	1/2
Niveau 50 KeV	spin 3/2	3/2	5/2
Niveau 0 KeV	spin 1/2	3/2	3/2

encore la dernière séquence exige-t-elle que le rayonnement de 236 KeV soit de nature E_2 — avec ces séquences de spin, la valeur théorique de A pour des rayonnements purs serait $A = -0,27$. Il existe donc une petite différence entre la valeur expérimentale et la valeur théorique.

Lorsque l'on dessèche une des sources liquides (chlorure), on obtient le facteur d'anisotropie en source solide (§ 6) :

$$A_2 = -0,13 \pm 0,01$$

4. Corrélation angulaire γ - γ en sources liquides de viscosités variées.

Le chlorure de ^{227}Th est dissous dans des mélanges eau-glycérine contenant 0 %, 60 %, 80 %, 88 %, 100 % de glycérine dont les viscosités macroscopiques mesurées à l'aide d'un viscosimètre de Ubbelohde sont dans les rapports 15, 91, 240, 606, 1091. Pour chaque mélange, la fonction de corrélation est déterminée pour 6 angles comme précédemment.

La fonction perturbée s'écrit $W(\theta) = 1 + A_2 G_2 P_2(\cos \theta)$, A_2 est le coefficient théorique non perturbé, G_2 le facteur d'atténuation dont rend compte la théorie d'Abragam et Pound (chapitre I).

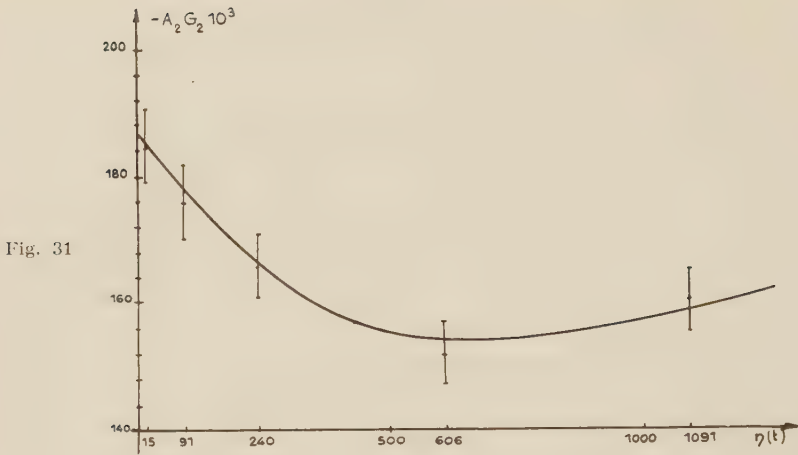
Toutes corrections faites, nous obtenons :

η_R	15	91	240	606	1091
$A_2 G_2$	0,185	0,178	0,166	0,154	0,158

Extrapolée à viscosité nulle la courbe $A_2 G_2(\eta)$ (fig. 31) permet d'avoir le facteur d'anisotropie non perturbée puisqu'alors $G_2 = 1$.

$$A_2 = -0,187 \pm 0,006$$

Ce facteur d'anisotropie ne correspond pas à 2 rayonnements dipolaires purs.



5. Multipolarité du rayonnement γ de 236 KeV.

La corrélation angulaire, son coefficient de conversion interne indiquent que la transition de 236 KeV est de nature $E_1 + M_2$. Le pourcentage de transition M_2 est déduit du facteur d'anisotropie non perturbé ($\eta = 0$)

$$A_2 = \frac{-0,20 + 0,775 \delta}{1 + \delta^2}$$

où δ^2 est le rapport des intensités partielles M_2 et E_1 ; comme $A_2(\text{exp}) = 0,187 \pm 0,006$

$$\frac{I\gamma(M_2)}{I\gamma(E_1)} = 3,4 \pm 2,6 \cdot 10^{-4}$$

6. Moment quadrupolaire électrique du niveau de 50 KeV.

Le rapport des facteurs d'anisotropie en sources liquide et solide donne le facteur G_2 d'atténuation dû au couplage moment quadrupolaire électrique - gradient de champ cristallin. Ce gradient est vraisemblablement le même que dans l'étude de la corrélation angulaire $\alpha\gamma$ de la désintégration $^{228}\text{Th} \rightarrow ^{224}\text{Ra}$, on peut donc comparer les moments quadrupolaires électriques des 2 niveaux intermédiaires (Chapitre I)

$$Q_{3/2}(50 \text{ KeV}) = 0,28 Q_{2+}(^{224}\text{Ra})$$

III. — DISCUSSION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

1. Spin des niveaux de 286 - 50 - 0 KeV.

a) Spin du niveau de 286 KeV.

1° La corrélation angulaire γ - γ en sources liquides de viscosité variable ne laisse que 2 possibilités 1/2 ou 3/2.

2° La corrélation angulaire α - γ uniforme (76) est en faveur du spin 3/2 à condition que le spin I_0 du fondamental du ^{227}Th soit 3/2 (ni le caractère favorisé de l'émission α aboutissant au niveau de 286 KeV $F(\alpha) = 3,6$, ni la structure fine du spectre α du ^{227}Th ni la désintégration β de ^{227}Ac (spin 3/2) ne permettent de conclure à coup sûr à une valeur de spin 1/2 ou 3/2 pour I_0 (^{227}Th); les valeurs $I_0 = 7/2$ ou $9/2$ proposées par Ryzhanov (77) sont exclues par la corrélation angulaire γ (50 KeV) — γ (236 KeV) et $F(\alpha)$ du niveau de 286 KeV.

b) Spin du niveau de 50 KeV.

La corrélation angulaire γ - γ ne laisse comme possibilités que les valeurs 5/2 et 3/2; la perturbation de la corrélation angulaire est plutôt favorable à 3/2; le caractère $E_1 + M_2$ du rayonnement de 236 KeV semble bien établi; ceci exclut le spin 5/2.

c) Spin du niveau fondamental.

1° D'après la corrélation angulaire il peut être 3/2 ou 1/2.

2° L'étude de la structure fine α permet de choisir le spin 1/2 si le niveau fondamental du ^{227}Th est 1/2 ou 3/2.

3° Les niveaux de 29,8 - 61,3 - 124,2 - 174,4 KeV s'expliquent comme niveaux de rotation d'une bande $K = 1/2$ (74) avec $I_0 = 1/2$ (voir § III).

I (fondamental)	$= 1/2 \pm$ (ou 3/2)
I (50 KeV)	$= 3/2 \mp$
I (286 KeV)	$= 3/2 \pm$ (ou 1/2)

2. Probabilité d'émission et nature des γ issus du niveau de 286 KeV.

Pour une première analyse, nous utiliserons les coefficients de conversion interne théoriques; des intensités relatives des transitions γ de 286, 256, 236 KeV (74), de notre valeur de la vie moyenne du

niveau (9 ± 1.10^{-10} s), du pourcentage $\delta^2 = 3,4 \cdot 10^{-4}$ de transition γ M_2 dans le rayonnement de 236 KeV, on extrait les probabilités de transition partielles :

E	Nature	P	F (proton indé- pendant)	F (neutron indé- pendant)
236	E_1	$5,5.10^8/s$	$7.7 \cdot 10^{-6}$	$1,9.10^{-5}$
236	M_2	$3,1 \cdot 10^8/s$	3.10^{-2}	7.10^{-2}
256	E_2	$1,6 \pm 1,1 \cdot 10^5/s$	2	450
286	M_1	$4,4 \cdot 10^{-7}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$	$1,2.10^{-4}$

Ainsi :

- 1° *Le rayonnement de 236 KeV est ralenti plus de $1,5.10^4$ fois, le coefficient de conversion interne α_K peut donc être soit normal soit un peu plus grand que le coefficient théorique, ce qui n'est pas en contradiction avec notre estimation.*
- 2° *La probabilité de transition M_2 de 236 KeV est faible d'un facteur 30 environ par rapport aux prévisions du modèle des couches.*
- 3° *Alors que l'accélération de la transition E_2 de 256 KeV s'explique par le couplage très vraisemblable des niveaux de particules et collectifs, la nature M_1 pure (74) du γ de 286 KeV se comprend moins facilement.*
- 4° *Si le rayonnement de 286 KeV est réellement de nature M_1 « lente », il serait intéressant de connaître son coefficient de conversion interne.*

3. Déformation quadrupolaire du ^{223}Ra .

L'assez faible valeur du moment quadrupolaire du niveau de 50 KeV et la présence à côté d'un niveau relativement α favorisé d'un triplet de niveaux peu interdits ne permettent pas de classer le ^{223}Ra dans les noyaux à déformation axiale stable; par contre, la grande valeur du facteur d'interdiction α du niveau fondamental (166), l'existence des transitions E_1 lentes de 236 et 50 KeV comme il en existe de nombreux exemples dans les noyaux déformés sont des arguments en faveur de l'existence d'une déformation appréciable : on peut donc trouver des bandes de « rotation-vibration » basées sur les premiers niveaux de particule (74). Les intensités relatives de leur

population par l'émission α du ^{227}Th , leurs énergies relatives s'expliquent si les niveaux de 29,8 - 61,3 - 124,2 - 174,4 KeV font partie d'une bande de rotation $K = 1/2 \hbar^2/J_0 = 16,80 \text{ KeV}$; $a = 0,19$ (facteur de découplage); $c = 5.10^{-3}$: c est le facteur de correction du moment d'inertie introduit dans la théorie de Bohr-Mottelson [$J = J_0 (1 + c \cdot I(I + 1))$] pour tenir compte du couplage rotation-vibration.

Dans les noyaux pairs voisins c est égal à :

N	^{222}Ra	^{224}Ra	^{226}Ra
$c(10^{-3})$	10,8	7,28	4,74

Dans le ^{223}Ra , la bande de rotation peut être perturbée par la proximité des niveaux de particule de basse énergie, cependant la proximité des valeurs de c dans les Radium 223, 224, 226 est une indication permettant de classer ces noyaux dans la même catégorie des noyaux de transition « quasi-rotationnelle »; comme dans le cas similaire du ^{149}Sm le moment quadrupolaire électrique serait faible (moins toutefois) alors que le paramètre de déformation des isotopes pairs voisins est relativement grand ($-0,17$). Il convient cependant de remarquer l'absence dans le diagramme de Nilson d'un niveau $\Omega = 1/2$ normalement occupé, pour une déformation $-0,17$ par le 135° neutron.

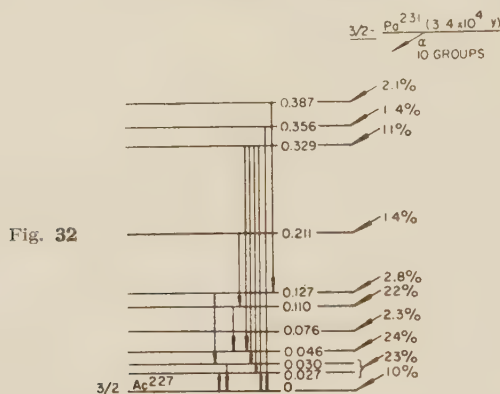
En conclusion :

L'existence de niveaux de rotation dans ce noyau appartenant à la région intermédiaire entre les noyaux déformés et les noyaux sphériques, comme dans les ^{223}Fr et ^{221}Fr (78) est significative de l'existence d'une déformation axiale appréciable; pas plus que pour les noyaux pairs-pairs voisins, on ne passerait très brusquement des noyaux déformés aux noyaux sphériques.

^{227}Ac

I. — DÉSINTÉGRATION α DU ^{231}Pa

Le ^{231}Pa se désintègre par émission α vers de nombreux niveaux excités de l' ^{227}Ac ; on en connaît assez bien l'énergie et le degré de population, moins le mode de désexcitation (80) (81). L'actinium est dans une zone où l'on s'attend à ce que les noyaux soient assez fortement déformés et les interactions rotation-vibration, rotation-excitation de particules importantes.



II. — VIES MOYENNES - CONVERSION INTERNE

A. — Niveaux d'énergie inférieure à 50 KeV

a) Coïncidences α - γ et γ - γ , vies moyennes.

La courbe du nombre des coïncidences α - γ (27 KeV) en fonction des retards introduits dans les voies α et γ , fig. (33) montre que la période d'émission du rayonnement de 27 KeV est de $3,7 \pm 0,1 \cdot 10^{-8}$ s, valeur voisine de celle trouvée précédemment (82); on peut de plus comparer cette courbe expérimentale avec la courbe des coïncidences différées théoriques calculée avec un temps d'ouverture du circuit $\Delta t = 10^{-8}$ s, une fluctuation due au photomultiplicateur $\Delta t_f = 4,3 \cdot 10^{-7}$ s (Chapitre II), une vie moyenne $\tau = 0$ ou $\tau = 3,7 \cdot 10^{-8}$ s (courbes 1 et 2, fig. 33) (75); on voit que la courbe expérimentale est une courbe de coïncidences différées, pratiquement pure, contenant au maximum 2 % environ de coïncidences instantanées. Cette imprécision sur l'analyse de la courbe expérimentale provient des erreurs statistiques et des erreurs sur Δt et Δt_f .

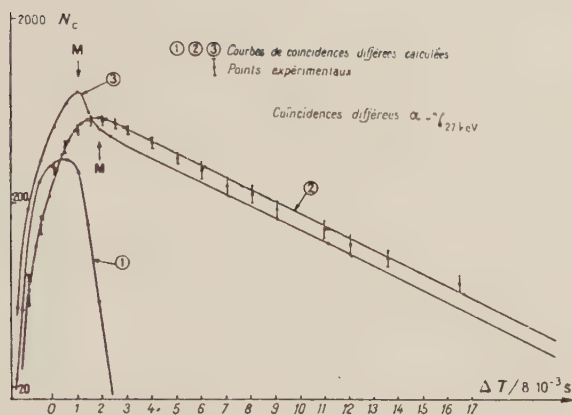


Fig. 33

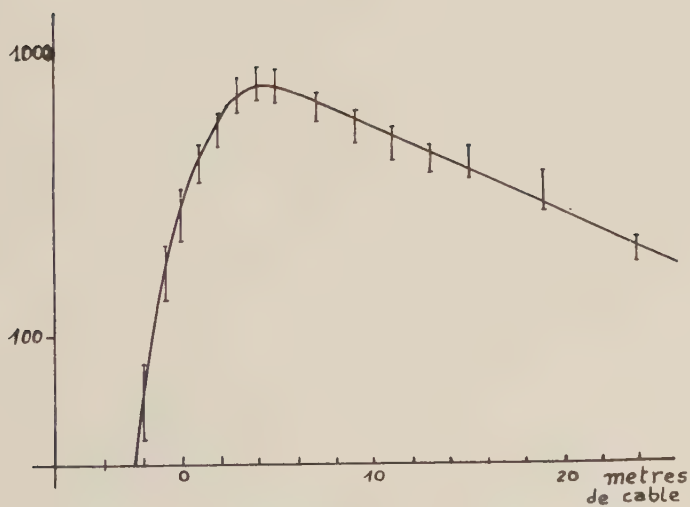


Fig. 34

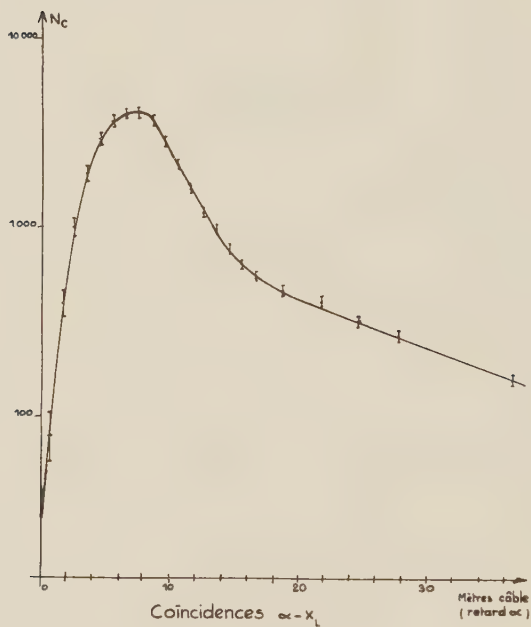


Fig. 35

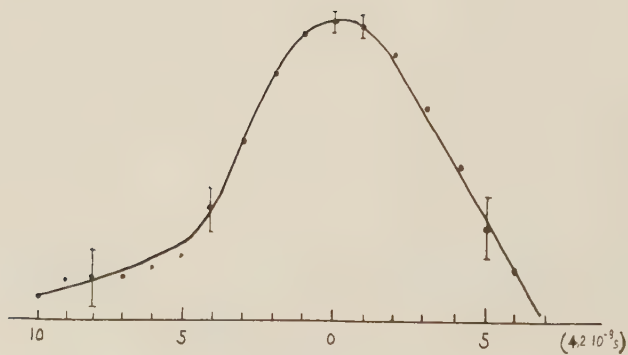


Fig. 36

L'études coïncidences γ - γ (27 KeV - 300 KeV) montre également que la période d'émission du γ de 27 KeV est de $3,7 \cdot 10^{-8}$ s (fig. 34). Par contre, d'après la courbe de coïncidences α - X_L il y a trois fois plus de rayonnements en coïncidence instantanée avec les α que de rayonnements X_L émis avec une période de $3,7 \cdot 10^{-8}$ s (fig. 35). La courbe de coïncidence X_K (groupe 100 KeV) - 27 KeV est également composite (fig 36), avec en proportion encore plus de coïncidences instantanées.

b) *Interprétation des mesures de coïncidences.*

1° Le premier résultat (α — 27 KeV) prouve que la vie moyenne est bien attribuable à un niveau d'énergie voisine de 27 KeV; en effet, si comme cela avait été suggéré en 1953 (83), celle-ci appartenait au niveau de 46 KeV, il y aurait plus de 23 % de coïncidences instantanées provenant du niveau de 27 KeV (peuplé d'après Hummel) (80) par 23 % de particules α émises par le ^{231}Pa), et on aurait la courbe 3

La vie moyenne du niveau de 27 KeV est de $3,7 \pm 0,1 \cdot 10^{-8}$ s.

2° La composante rapide de la courbe α - X_L est due en grande partie aux transitions γ très converties d'énergies inférieures à 100 KeV, la composante différée aux photons L de conversion interne de la transition de 27 KeV. La divergence entre les valeurs du coefficient de conversion interne de cette transition déterminées expérimentalement (82) (84) provient vraisemblablement en partie d'une surestimation du nombre de photons L en coïncidences différées par les premiers auteurs, en partie, des valeurs différentes prises pour le coefficient de fluorescence L ($\omega_L = 0,40$ par les premiers, 0,52 par les seconds). Dans le paragraphe (^{234}Pa) nous donnons une limite supérieure du coefficient ω_L : 0,55. Le coefficient de conversion L du γ de 27 KeV est donc certainement :

$$2,3 < \alpha_L (27 \text{ KeV}) < 4,0$$

3° La courbe de coïncidence complexe X_K - 27 KeV, les mesures de coïncidences α -27 KeV et 290-27 KeV sont explicables par l'existence d'un niveau de 30 KeV (Strominger). Ce niveau serait peuplé au moins par 5 % des désintégrations α par l'intermédiaire de la désexcitation du niveau de 127 KeV. Puisqu'il y a 2 % maximum de coïncidences instantanées α -27 KeV, le coefficient de conversion interne est supérieur à une trentaine; un rayonnement E_2 de 30 KeV serait trop converti $\alpha_L = 3.000$ pour que l'on observe une courbe instantanée X_L -30 KeV. Il est donc vraisemblable que le γ de 30 KeV (issu du niveau de 30 KeV) est de nature M_1 (β_L théorique = 120).

B. — Niveaux d'énergie supérieurs à 260 KeV

Coïncidences α - γ et γ - γ .

La courbe de coïncidences α - γ permet d'affirmer que les niveaux d'énergie supérieure à 260 KeV ont une période

$$T_{1/2} \leq 2.10^{-9} \text{ s}$$

Une valeur approximative du coefficient de conversion moyen des rayonnements γ en coïncidences avec le rayonnement le 27 KeV, est obtenu en déterminant le spectre γ en coïncidence, retardé de 9.10^{-8} s pour éliminer tout ce qui ne serait pas uniquement en cascade avec le γ de 27 KeV.

$$\alpha_K = 0,06 \pm 0,04$$

Analyse du groupe de rayonnements γ d'énergies comprises entre 260 et 360 KeV.

La résolution du détecteur γ (9,6 % pour les γ de 187 KeV du ^{226}Ra , 9 % pour ceux de 323 KeV du ^{51}Cr), l'utilisation d'un analyseur 256 canaux RCL permettent de bien connaître la forme et la position de la raie complexe d'énergie moyenne 300 KeV. Elle est formée de 5 raies dont l'énergie 260 - 280 - 300 - 330 - 357 KeV est certainement connue à mieux que 3 KeV. Toutes corrections faites, leurs intensités relatives sont respectivement 0,1 - 1 - 4 - 1 - 0,37 (fig. 37).

Un ordre de grandeur des coefficients de conversion interne des 5 rayonnements γ peut être tiré des mesures précédentes si on leur adjoint les intensités relatives des électrons de conversion correspondant à ces transitions de Falk-Variant et le coefficient de conversion moyen approximatif de Riou.

E_i	260	280	300	330	357
α_{K1}	$\leftarrow 0,06 \pm 0,04 \rightarrow$				
α_K	$\leftarrow \quad \quad \quad 0,20 \quad \quad \rightarrow$				
$I(e^{-K})$	10	(6)	100	60	10
$I(\gamma)$	0,1	1	4	1	0,37
α_K	0,7	0,04	0,17	0,42	0,19
τ (Niveau de 300 KeV) $\leq 2.8 \cdot 10^{-9} \text{ s}$					

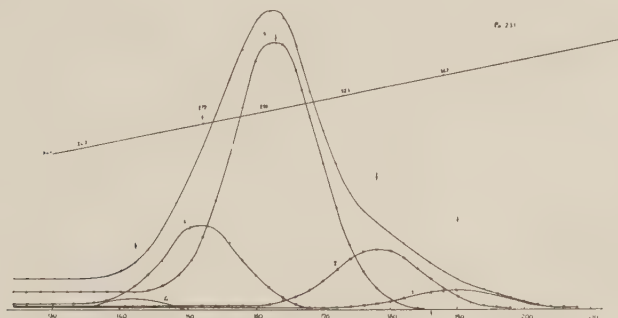
Désexcitation du niveau de 330 KeV.

Parmi les rayonnements issus de ce niveau :

1° Le moins converti, celui de 280 KeV, est de nature dipolaire (ou quadrupolaire électrique).

2° Le plus converti, celui de 330 KeV, est de nature $M_1 + E_2$ ou $E_1 + M_2$; étant donné la valeur approximative du coefficient de conversion, la deuxième supposition nécessite la présence d'un pourcentage minimum de 25 % de transition M_2 ; la probabilité d'émission partielle $P_\gamma (M_2)$ serait alors supérieure à la probabilité théorique de Weisskopf; or les probabilités M_2 connues lui sont nettement inférieures; il nous semble donc plus probable que la transition γ de 330 KeV soit de nature $M_1 (+ E_2)$. La transition $E_1 (+ M_2)$ serait alors celle de 300 KeV en cascade avec la transition E_1 de 27 KeV; la similitude de la désexcitation des niveaux de 286 KeV du ^{223}Ra et de 330 KeV de ^{227}Ac suggère que la vie moyenne du dernier niveau est elle aussi supérieure à 10^{-10} s, et les transitions E_1 qui en sont issues « lentes ».

Fig. 37



III. — ANALYSE DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES, PRÉVISIONS DE NILSSON

1° Qu'y a-t-il de certain ?

a) La position de 10 niveaux excités bien séparés les uns des autres; en particulier, il existe un niveau de particules à 330 KeV de période inférieure à $2 \cdot 10^{-9}$ s;

b) Le spin du niveau fondamental est $3/2$;

c) Il existe un niveau de particule d'énergie voisine de 27 KeV, de période $3,7 \cdot 10^{-8}$ s, se désintégrant par émission dipolaire électrique.

2° Qu'y a-t-il de probable ?

a) Il existe vraisemblablement des niveaux non vus par la spectroscopie α (30 KeV... par exemple) de faible énergie;

b) Le facteur d'interdiction α et la corrélation angulaire $\alpha\gamma$ conduisent à une valeur $3/2$ du spin du niveau de 330 KeV;

c) Des γ issus de ce niveau, celui de 330 KeV est le plus converti (M_1) et il existe au moins un rayonnement E_1 (lent) parmi eux;

d) Le moment quadrupolaire spectroscopique est négatif, sa valeur absolue 1,7 barn (85).

3° Quelles sont les interprétations contradictoires ?

En l'état actuel des connaissances sur l'Ac²²⁷, deux groupes d'interprétations sont possibles suivant que l'on admet ou n'admet pas le signe négatif du moment quadrupolaire spectroscopique.

I. — Si le niveau fondamental du ²³¹Pa est le niveau de rotation de spin $3/2$ d'une bande $K = 1/2$ basée sur le niveau (530) $K = 1/2$, d'après le facteur d'interdiction, ce même niveau (530) apparaîtrait comme niveau excité à 330 KeV, dans l'²²⁷Ac qui aurait donc un spin $3/2$ et une parité négative. Alors, ou bien la transition γ de 330 KeV est $E_1 + M_2$ comme le supposent Stephens et Coll (86) et le niveau fondamental est un niveau $3/2 + (651)$ assez vraisemblablement, bien que cela implique (voir diagramme de Nilsson) une déformation quadrupolaire petite pour l'²²⁷Ac faiblement excité; ou bien la transition de 330 KeV est de nature M_1 et le niveau fondamental est un niveau $3/2 - (532)$ et la déformation de l'Ac peut être normalement grande ($= 0,23$).

Cependant, dans l'un et l'autre cas, on n'explique pas le signe négatif du moment quadrupolaire.

II. — Si on pense que le signe du moment quadrupolaire doit servir de point de départ, une explication commode serait que le fondamental de l'Ac soit aussi le niveau $3/2$ — de la bande de rotation basée sur le niveau (530) $K = 1/2$ —; en effet $Q_{\text{spect}} =$

$$Q_0 \cdot \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} \text{ est négatif pour } K = 1/2; I = 2/3;$$

Q_0 serait égal à 8,5 barns, c'est-à-dire d'une grandeur comparable à celle des noyaux pairs voisins (Chapitre III) ; or, il semble bien qu'il n'y ait pas de grandes différences entre la déformation des noyaux pairs et des noyaux impairs nettement déformés (terres rares). (*)

^{234}Pa

I. — DÉSINTÉGRATION β DU ^{234}Th

Le thorium 234 (UX_1) donne naissance par émission β au Protactinium 234, noyau impair-impair dont l'état isomérique (UX_2) se désintègre vers le fondamental (UZ) ou vers l'uranium 234, par émission β (87) (88) (89). Le niveau de 92 KeV de l' UX_2 dont la vie moyenne est égale à $1,9 \cdot 10^{-11}$ s (90) se désexcite vers l'état isomérique soit directement soit par l'intermédiaire d'un niveau de 29 ou 63 KeV.

Les spins des trois niveaux connus de l' UX_2 ont été déduits de l'analyse des spectres β de l' UX_1 et de la multipolarité des rayonnements de 92 et 63 KeV.

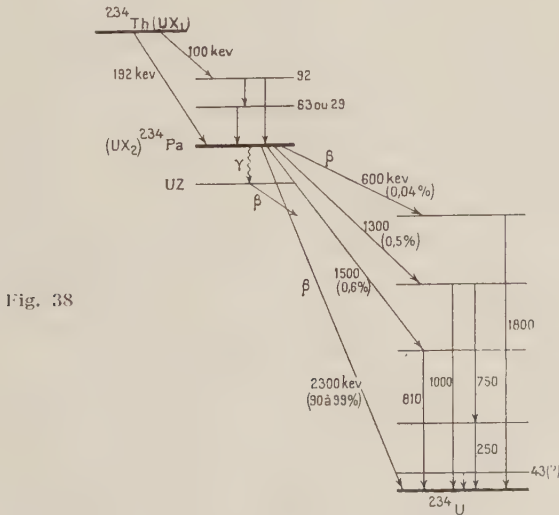


Fig. 38

(*) Note à l'impression : Ce résultat pour les terres rares semble bien confirmé par les récentes mesures de diffusion inélastique de protons.

Elbeck et Coll Nucl. Phys. 19 523 (1960).

Quels problèmes posent ce noyau impair-impair situé dans la zone des noyaux déformés ?

1° Il faudrait préciser la valeur des spins de l' UX_2 par l'étude de la corrélation angulaire γ (29 KeV) — γ (63 KeV).

2° Le rayonnement de 29 KeV est de nature dipolaire électrique essentiellement si la séquence des spins est correcte. Il faut alors expliquer son coefficient de conversion interne voisin de 10 (théorique 2,3) (89).

3° La transition γ de 92 KeV (M_1 essentiellement) est intéressante pour vérifier les calculs des coefficients de conversion interne (M_1) dans un noyau déformé, car dans ce noyau même un mélange $M_1 + E_2$ (92 KeV) ne pourrait expliquer un coefficient de conversion expérimental trop faible comme cela arrive dans les noyaux plus légers.

II. — MESURES

A. — Conversion interne des γ de 63 et 29 KeV

Dans le spectre γ émis en coïncidence avec le γ de 63 KeV, en principe il n'y a que les rayonnements γ de 29 KeV et L de sa conversion interne (schéma); en réalité on prend dans le canal de l'analyseur centré sur le pic photoélectrique du γ de 63 KeV une fraction des rayonnements X_K , compton, de freinage émis dans la désintégration de l' UX_2 et ceux-ci sont partiellement en coïncidence avec les photons L, il faudra les déduire : pour les connaître on trace le spectre γ en coïncidence avec les photons L; l'analyse de ce spectre donne par la même occasion le rapport du nombre de photons L de conversion au nombre de γ de 63 KeV; il existe des coïncidences $X_L - X_L$ dans la désintégration $\text{UX}_2 - {}^{234}\text{U}$, mais d'après le schéma de niveau du ${}^{234}\text{U}$ elles ne peuvent être très nombreuses.

Si on adopte pour le coefficient de fluorescence L la valeur 0,52 trouvée pour le ${}^{226}\text{Ra}$ (voir fin du chapitre), on trouve :

$$\alpha_L (63 \text{ KeV}) = 0,34 \pm 0,04$$

ou une valeur légèrement inférieure.

Si au contraire on adopte la valeur théorique du coefficient de conversion L (63 KeV, E_1 pur) on déduit du rapport $N(X_L)/N(\gamma$ de

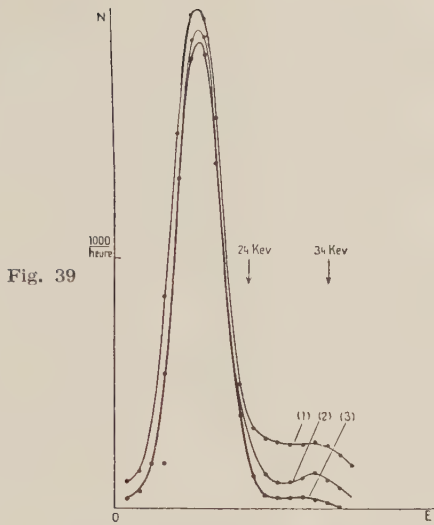


Fig. 39

Fig. 40

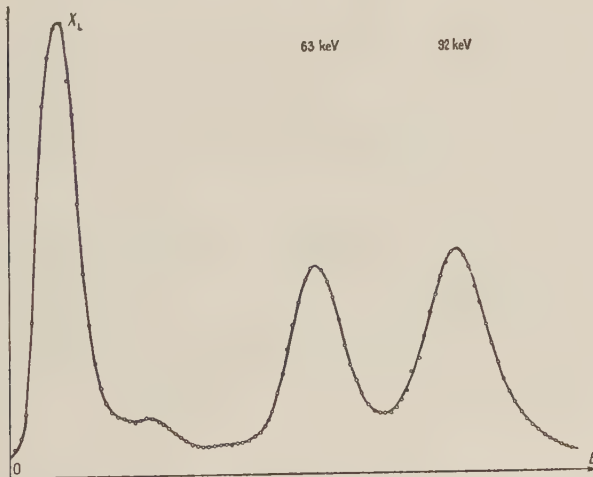
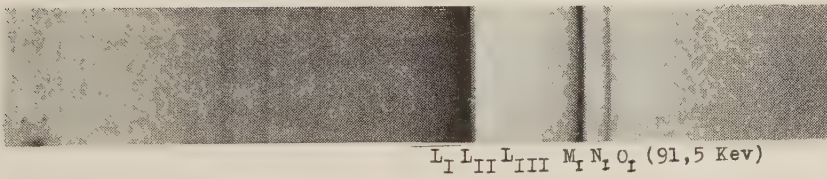


Fig. 41

63 KeV) le coefficient de fluorescence moyen ω_L de la couche L excitée par conversion interne d'un rayonnement dipolaire électrique

$$\omega_L = 0,55 \pm 0,05 \text{ (ou une valeur légèrement inférieure).}$$

Quant à la détermination du coefficient de conversion du γ de 29 KeV, elle peut encore être faussée par le freinage des β de l'UX₁ dans la source et les matériaux l'environnant qui augmente le nombre relatif de γ d'énergie voisine de 29 KeV par rapport à celui des rayonnements d'énergie voisine de 16 KeV (courbes 39). Nous avons donc choisi le dispositif expérimental qui, pour un angle solide fixe de 4 %, garde à peu près constant le nombre de photons L et minimise les rayonnements γ de 29 KeV; enfin, des écrans de Cu + Al interposés entre la source et le cristal détectant le γ de 63 KeV limitent les additions dues aux coïncidences (X_L ou 29) - 63 KeV et empêchent les photons d'échappement d'un cristal de pénétrer dans l'autre; nous obtenons ainsi la courbe complexe (3) qu'il reste à décomposer. La raie X_L elle-même complexe formée des raies de fluorescence $L\alpha$ $L\beta$ $L\gamma$ a une forme bien connue (déterminée lors de la mesure du coefficient de conversion du 92 KeV, exposée plus loin). Toutes corrections faites nous obtenons (91)

$$\alpha_L = 60 \pm 10$$

Cette valeur étant très différente de celle obtenue par Johansson (—10), la même mesure est reprise avec un compteur proportionnel pour détecter les rayonnements X_L et γ de 29 KeV.

B. — Conversion du rayonnement de 92 KeV

Le rapport des intensités des raies de conversion interne dans les sous-couches L_I , L_{II} , L_{III} est déterminé par spectroscopie β , le spectromètre semi-circulaire à champ uniforme focalise les électrons sur un film Ilfex de 240×18 mm; la source de ²³¹Th n'étant pas exempte de matière, les raies de conversion sont déformées, cependant la conversion du γ de 92 KeV dans les sous-couches L_I , L_{II} , L_{III} M_I N_I O_I est très apparente et correspond bien à un rayonnement essentiellement dipolaire magnétique; d'après les rapports des intensités des raies L_I , L_{II} , L_{III} et L_{III} O_I , *il y a certainement moins de 2 % de transition E_2 mélangée à la transition M_1 .*

1) Spectre γ .

Le coefficient β_I , est déterminé par spectrométrie à scintillation INa(Tl). L'angle solide source-cristal reste inférieur à 5 % au cours des différents essais pour limiter l'addition des rayonnements X_L et γ (63 KeV).

La forme de la raie X_L a été bien déterminée (pour la forme des raies γ voir chapitre II), elle est décomposable en raies de fluorescence $L\alpha$, $L\beta$, $L\gamma$ en bon accord avec les résultats de Hoff-Olsen-Mann sur les X_L de ^{233}U (92), intensités relatives respectives 45 %, 45 %, 10 %. Mais il faut retirer de cette raie les photons L dus à la conversion des rayonnements de 63 et 29 KeV; les causes d'erreurs liées à cette opération ne rendent cependant pas illusoire la mesure du coefficient de conversion interne du rayonnement de 92 KeV. En effet, si on note α_L (29), X_L (63), α (29), α (63), les coefficients de conversion L et $L + M + \dots$ ω_L (M_1) et ω_L (E_1) les coefficients de fluorescence globaux des couches L excités par conversion M_1 ou E_1 et N (X_L), N (63), N (92), l'intensité des raies $X_L \dots \beta_L$ sera donné, comme on le vérifie aisément d'après le schéma de désintégration de l' UX_1 par: (93).

2) Valeurs de α_L , ω_L utilisées.

Il apparaît que les divergences sur la valeur expérimentale de α_L (29) fait peu varier le rapport

$$\alpha_L(29)/1 + \alpha(29) = 0,94 \pm 0,5$$

si $\alpha_{M+N+\dots}$ reste normal; dans le cas contraire, si $\alpha = 1,3 \alpha_L$, quel que soit α_L , le rapport restera voisin de 0,7. Les valeurs expérimentales de α_L (63) sont, suivant les auteurs : 0,45 - 0,42 - 0,39; nous prendrons la valeur théorique 0,31 alors $\alpha(63) = 0,40$. En fait, les grandeurs les plus importantes sont les coefficients de fluorescence L ; d'après les valeurs de Kinsey, de Lazar et Coll., de Booth et Coll., $\omega_L(M_1) = 0,41$; $\omega_L(E_1) = 0,46$; $\omega_L(E_2) = 0,52$, nous prendrons $\omega_L(E_1) = \omega_L(M_1) = 0,40$ (voir Chapitre V) pour ne pas minimiser β_L .

Enfin, il faudra déduire des intensités X_L et γ (92 KeV) enregistrées, les rayonnements correspondants (X_L et X_K) de ^{234}U : ils sont connus par l'étude des coïncidences β ($E > 200$ KeV) - γ et $X_L\gamma$: nous avons trouvé $N(X_L) = N(X_K) = 15$ % de la raie de 92 KeV. Il est aisé de constater sur l'équation donnant β_L qu'une erreur de 30 % sur ces chiffres fait varier β_L de quelques pour cent seulement.

3) Analyse du spectre.

Dans la détermination de $N(X_L)$, $N(92)$, $N(63)$, l'imprécision vient de l'évaluation du fond continu : la forme des raies elles-mêmes étant bien connue, il est possible d'estimer un maximum du fond, une limite inférieure en est donnée par une mesure effectuée en arrêtant

les rayonnements d'énergie inférieure à 100 KeV. Pour cinq séries de mesures, nous obtenons ainsi les valeurs limites : 3,85 et 4,20 pour le 1^{er} terme de l'équation, 1,1 et 1,53 pour le 2^e terme, soit :

$$2,3 \leq \beta_L (92) \leq 3,1$$

III. — DISCUSSION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

L'ensemble des résultats expérimentaux connus pour ce noyau est rassemblé dans les tableaux suivants :

Transition	29 KeV	63 KeV	92 KeV	(95) (96)
α_L ou β_L	60 ± 10	0,34	2,3 3,1	Pr. trav.
$L_I/L_{II}/L_{III}$	—	—	100/10/1	—
$N\gamma$	—	0,87	1	—
ω_L	0,55 ou légèrement inférieur			—

Niveaux	Isomérique	63 ou 29	92	(87) (88)
Vie moyenne	1,45 min.	$7 \cdot 10^{-10}$	$2,6 \cdot 10^{-9}$ s	(94) (90)
Spin et parité	1—	2+	1—	(88)

Niveau fondamental (U_2) (— 30 KeV)	$T_{1/2} = 6,6$ heures spin 6— (94) (95)
--	---

I. — Transition de 92 KeV.

A) *Conversion interne* : D'après le spectre des raies de conversion électronique, le rayonnement de 92 KeV est de nature M (1) avec un pourcentage maximum de transition E_2 de 2 %, il est donc possible de comparer coefficients théoriques et expérimental de conversion L.

Expérimental	Sliv	Rose (nouvelles tables)	Rose (noyau ponctuel)
2,3 à 3,1	4,3 à 4,6	4,7 à 5	6,7 à 7

Bien que sa détermination par spectrométrie à scintillation soit indirecte, nous concluons :

Le coefficient de conversion L du rayonnement M_1 de 92 KeV est beaucoup plus proche de la valeur de Sliv qui tient compte de la dimension finie du noyau que la valeur théorique calculée pour un noyau ponctuel mais qu'il est vraisemblablement encore inférieur (voir V^e partie).

B) *Probabilités d'émission* : des rapports d'embranchement, coefficients de conversion expérimentaux, vie moyenne du niveau de 92 KeV on tire la probabilité d'émission

$$P\gamma(92 \text{ KeV}) = 5,8 \cdot 10^7 \text{ s} \text{ ou } F = 1/370$$

Cette transition est donc légèrement « interdite ».

II. — Transition de 63 KeV.

A) *Conversion interne* : Le coefficient α_L calculé avec un coefficient de fluorescence L, $\omega_L = 0,52$, est très proche de la valeur de Sliv relative à une transition γE_1 pure « normale ».

Transition	E_1	M_2	M_1	E_2
Sliv	0,31	395	12,9	67
Rose (nouvelles tables)	0,295	427	13,8	93
Expérimental	$\ddagger$ 0,34 pour $\omega_L = 0,52$			

B) *Probabilité d'émission* : Si le rayonnement de 63 KeV est issu du niveau de 92 KeV sa probabilité d'émission est :

$$P\gamma(63) = 5 \cdot 10^7/\text{s} \quad \text{ou} \quad F = 1/2,8 \cdot 10^4$$

Si ce rayonnement est issu d'un niveau de 63 KeV de période $T_{1/2} \leq 5 \cdot 10^{-10} \text{ s}$

$$P\gamma(63) \geq 19^0/\text{s} \quad \text{ou} \quad F \geq 1/1420$$

C) *Conversion interne et facteur d'interdiction* : D'après Rasmussen et Nilsson (25) pour $F = 1/2,8 \cdot 10^4$, le coefficient $\alpha_L(63)$ doit être normal ou un peu grand; pour $F = 1/1420$, il doit être normal : les résultats précédents sont donc en accord avec leur proposition.

III. — TRANSITION DE 29 KeV

Etant donné l'impossibilité de faire la corrélation angulaire γ (29) - γ (63) et la méconnaissance actuelle de la conversion interne dans les sous-couches $L_I/L_{II}/L_{III}$, on ne peut connaître avec précision la nature de cette transition. Cependant, sa parité impaire et les valeurs des coefficients théoriques ne laissent comme possibilités que : E_1 (anormal), $E_1 + M_2$ ou bien $E_1 +$ une transition de faible énergie en parallèle (schémas *a* et *b*).

Transition	E_1	M_2	M_1	E_2
Sliv	2,32	13.500	130	3640
Rose	1,58	15.140	123	3230
Expérimental	60 ± 10			

1° Hypothèse d'un rayonnement E_1 pur.

Le coefficient de conversion serait au minimum 22 fois plus grand que le coefficient théorique d'après notre mesure.

Avec le schéma (a) (énergie du niveau intermédiaire 63 KeV)

$$P_\gamma(29) = 0,95.10^6 \text{ ou } F = 1/1,4 \times 10^5$$

Avec le schéma (b) (énergie du niveau intermédiaire 29 KeV)

$$P_\gamma(29) \geq 1,8 \cdot 10^7 \text{ ou } F \geq 1/7800$$

Dans les deux cas, l'anomalie de conversion L ne cadre pas avec les anomalies déjà connues dans les noyaux déformés voisins; en effet, les transitions de 26 - 61 - 106 KeV des ^{237}Np et ^{239}Pu ont bien un coefficient α_L 2 fois plus élevé que prévu mais les facteurs de ralentissement de l'émission γ sont supérieurs à $3,10^5$ et dans le ^{231}Pa la transition de 85 KeV possède des coefficients α_{LI} et α_{LII} 20 fois plus grands que prévus mais le facteur de ralentissement est 3.10^6 . Dans le cadre du schéma (b) il ne devrait pas y avoir du tout d'anomalie de conversion interne puisque les facteurs de ralentissement γ sont inférieurs à 10^3 (25).

2° Hypothèse d'un mélange $E_1 + M_2$.

En admettant que les coefficients de conversion L théoriques sont justes, on aurait

$$\frac{I_{\gamma}(M_2)}{I_{\gamma}(E_1)} = 4,2 \cdot 10^{-3}$$

La présence d'une si faible proportion de $\gamma(M_2)$ ne changerait pas la probabilité de transition $\gamma(E_1)$. La probabilité $\gamma(M_2)$ serait :

$$P_{\gamma}(M_2) = 4 \cdot 10^3/s \quad \text{ou } F = 43$$

Dans le cadre du schéma (b) il faudrait multiplier chaque valeur par 20; et les transitions $\gamma(M_2)$ sont généralement plus lentes que ne le prévoit le modèle de la particule indépendante d'un facteur 30 - 100 et en aucun cas elles ne sont plus rapides. Y aurait-il une exception pour ce noyau impair-impair ? L'explication de la valeur du coefficient $\alpha_L(29)$ par un mélange $E_1 + M_2$ est donc sujette à caution.

3° *Existence d'une transition d'énergie $E \geq 21$ KeV ou de 18 KeV.*

Les difficultés rencontrées pour expliquer le coefficient de conversion L, suggèrent l'existence d'une transition γ très convertie parallèle à celle de 29 KeV, d'énergie supérieure à 21 KeV (puisqu'elle se convertirait dans la couche L), ou de l'ordre de 18 KeV.

Conclusion.

Avant de tirer des conclusions formelles sur le mode de désexcitation (γ, e^-) des niveaux du ^{234}Pa , noyau impair-impair, il reste au moins à déterminer le spectre des électrons de conversion de très basse énergie (nature exacte du 29 KeV, présence éventuelle d'un niveau excité supplémentaire), reprendre la mesure du coefficient $\alpha_L(29)$ au compteur proportionnel et faire une mesure directe du coefficient $\beta_L(92 \text{ KeV})$. Cependant, on peut déjà remarquer que :

1° Le coefficient β_L de transition M_1 de 92 KeV est proche de la valeur théorique de Sliv, vraisemblablement plus faible.

Le coefficient de conversion L du γ de 63 KeV est très proche de la valeur théorique relative à une transition dipolaire électrique pure.

Le coefficient de fluorescence L moyen dans un protactinium est égal ou légèrement inférieur à 0,55, si les coefficients de conversion théoriques pour une transition γE_1 normale sont exacts.

2° Les spins du niveau fondamental (UZ) (≥ 6) et du niveau isomérique (UX₂) (1—) s'expliquent avec le couplage des nombres quantiques Ω du proton et du neutron impair dans les noyaux déformés proposé par Moskowski et Gallagher, lorsqu'on utilise les valeurs $\Omega_n = 7/2$ — trouvée expérimentalement dans le ²³⁵U (143 neutrons) pour l'état fondamental et $\Omega_p = 5/2+$ prévue par Nilsson pour le 1^{er} état excité des ²³¹Pa et ²³³Pa (91 protons). Ceci est raisonnable si le ²³⁴Pa possède une déformation quadrupolaire un peu inférieure à celle de l'²³⁴U (= 0,25 Chapitre III).

CHAPITRE V

INTERACTION NOYAU-CORTÈGE DANS LES NOYAUX LOURDS DÉFORMÉS

Dans ce chapitre se trouvent les résultats relatifs aux processus liés à l'interaction noyau-cortège électronique : directement, conversion interne M_1 « normale » - interaction quadrupolaire électrique noyau-cristal - fluorescence L (moyenne) - ou indirectement : transitions γ quadrupolaires magnétiques (encore peu connues expérimentalement).

I. — PROBABILITÉS DE TRANSITION $\gamma(M_2)$

Les probabilités de transition γ dipolaires électriques de faible énergie étant souvent très petites dans les noyaux déformés, les probabilités relatives de transitions γ quadrupolaires magnétiques peuvent n'être plus négligeables et les transitions γ sont alors des mélanges $E_1 + M_2$. Dans le cas des transitions de 59,6 KeV du ^{237}Np , 84,2 KeV du ^{234}Pa , de 27,5 KeV de l' ^{227}Ac , on tire une limite supérieure du pourcentage de transition M_2 de la valeur du coefficient de conversion interne dans la sous-couche L_{III} (contrairement à ce qui se passe pour la conversion K , L_I , L_{II} , la conversion L_{III} est peu modifiée par l'interdiction de la transition $\gamma(E_1)$ [N]); dans le cas de la transition γ de 236 KeV du ^{223}Ra , le pourcentage M_2 est connu à partir des corrélations angulaires en sources liquides (IV, § III). Les probabilités totales de transition ayant été déterminées dans les 4 cas, nous en déduisons les probabilités de transition $F(M_2)$ (rapportées aux prévisions du modèle de la particule indépendante). Au total pour les noyaux lourds on possède les renseignements suivants :

Il apparaît que les probabilités de transition M_2 expérimentales sont dans ces noyaux lourds comme dans le ^{41}K , $^{40,42,44}\text{As}$, ^{85}Rb , $^{73}\text{Ge}(\text{G})$ (S_2) et peut-être dans les lutecium (W) plus faibles que les prévisions du modèle de la particule indépendante. Bien que ces

N	E(KeV)	% M_2 Réf.	$T_{1/2}$ sec. Réf.	F(M_2)
<i>Proton impair</i>				
^{237}Np	59,6	0,015 % (A) (R)	$1,75 \cdot 10^{-7}$ (B)	0,20
	234	(M_2)	$5,4 \cdot 10^{-9}$ (M)	0,014
^{231}Pa	84,2	0,02 % (A)	$5,7 \cdot 10^{-7}$ (S) ₁	0,018
^{227}Ac	27,5	0,003 % (A) (T)	$2,7 \cdot 10^{-7}$ (Pt trav.)	1,4
<i>Neutron impair</i>				
^{223}Ra	236	$3,4 \pm 2,6$	$1,25 \cdot 10^{-9}$ (F)	$= 0,03 + 0,05$ $- 0,015$
		10^{-2} % (Pt trav.)		
^{181}W	366	(M_2)	$1,4 \cdot 10^{-5}$ (M)	$= 0,0014$

déterminations expérimentales soient peu nombreuses encore, il semble bien se confirmer que les transitions M_2 suivent la même règle que les transitions M_1 , M_3 , M_4 autrement dit, que les transitions magnétiques sont « normalement » plus lentes que ne le prévoit la théorie simple.

Gupta et Lawson, en tenant compte de mélanges de configurations possibles, dans la région du Plomb, peuvent réduire la divergence expérience-théorie à un facteur 2 pour les probabilités de transition γM_4 ; dans les noyaux déformés, éloignés des couches magiques, les facteurs d'interdictions par rapport aux prévisions du modèle de la particule indépendante peuvent être, au moins en partie, reliés à la différence de la déformation quadrupolaire du noyau dans les états initiaux et finaux comme cela se passe dans les spectres moléculaires suivant le principe de Franck et Condon (S_2) (Bohr et Mottelson (4)).

BIBLIOGRAPHIE

Transitions γ E_1 et M_2 :

- (A) — ASARO F., STEPHENS F., HOLLANDER J., PERLMAN I. — Phys. Rev. 117, 492 (1960).
 - (B) — BELING J.K., NEWTON J.O., ROSE H. — Phys. Rev. 86, 797 (1952).
 - (F) — FOUCHER R. — C.R. 249, 2310 (1959).
 - (G) — GOLDBABER M. & SUNYAR S.W. — β and γ rays spectroscopy, K. Siegbahn (1955).
 - (N) — NILSSON S.G. & RASMUSSEN J.O. — Nuclear Phys. 5, 617 (1958).
 - (S₁) — STROMINGER D. & RASMUSSEN J.O. — Nuclear Phys. 3, 197 (1957).
 - (S₂) — SIEKMAN J.G. — Thèse Groningen (1959).
 - (T) — TEILLAC J., RIOU M., DENEISGES P. — C.R. Paris 237, 41 (1953).
 - (R) — ROSEMBLUM S., VALADARÈS M., MILSTED. — Journ. Phys. Rad. 18, 609 (1957).
 - (M) — MOTTELSON & NILSSON. — Danske Vid., 1, n° 8, p. 90 (1959).
 - (W) — DE WAARD. — Phil. Mag. 46, 445 (1955).
-

II. — COEFFICIENTS DE CONVERSION INTERNE (M_1) «NORMAUX»

COEFFICIENTS DE CONVERSION INTERNE $K(M_1)$

N	E(KeV)	% E_2	Réf.	$\beta_K(\text{th})$	$\beta'_K(\text{th})$	$\beta_K \text{ exp.}$	Facteur F
^{239}Pu	278	10 %		1,18	1,07	$1,60 \pm 0,12$	6.10^4
	228		N_2	2,04	1,85	$1,60 \pm 0,16$	7.10^4
	210			2,58	2,33	$1,76 \pm 0,30$	9.10^3
^{237}Np	208	0.5 %	N_2	2,40	—	2.30	$1,3.10^4$
^{203}Tl	404	4 ± 1 %	$\begin{matrix} D \\ N_1 \end{matrix}$	—	0.147	0.117	non retardée
	199	—	N_2	—	0.35	0,40 ou	5.10^5
^{169}Th						$0,45 \pm 0,09$	
	178			—	0,49	$0,49 \pm 0,10$	5.10^5
^{153}Eu	102	2 ± 1 %	N_2	—	—	82 ± 10 % (Sliv)	5.10^2

COEFFICIENTS DE CONVERSION INTERNE $L(M_1)$

*

^{234}Pa	92	2 %	F	4,3	4,6	$\leq 3,1$	3,70
^{208}Tl	40	—	W^{**}	14,5	—	$13,9 \pm 1,4$	0,15

Ces résultats semblent montrer que, moins la transition $\gamma(M_1)$ est retardée par rapport aux prévisions du modèle des couches, plus le coefficient de conversion interne normal est petit relativement aux prévisions théoriques de Sliv et Rose (noyau fini sphérique). Le facteur de réduction pourrait atteindre 15 % dans les noyaux déformés.

Nous avons vu, chapitre I, que les calculs originaux de Rose sur la conversion interne étaient effectués pour un noyau ponctuel;

* Rapports $L_I/L_{II}/L_{III}$ connus.

** Confirmé par N. PERRIN (47).

Sliv (0) a montré ensuite qu'il fallait tenir compte de la dimension finie du noyau, les charges étant supposées uniformément réparties dans une sphère de rayon égal à $1,2 \cdot 10^{-13} \text{ A}^{1/3} \text{ cm}$ et les courants restreints à la surface; ensuite, Church et Weneser, Reiner, Green et Rose (0), Kisslinger, Olsson et Hultberg ont traité plus complètement l'influence de la structure nucléaire. En définitive, les coefficients normaux peuvent être, par rapport aux calculs actuels, plus faibles de 10 %, ce qui améliorerait l'accord entre les résultats expérimentaux et théoriques pour les transitions dans les Thallium. Quant aux autres coefficients de conversion interne, ils appartiennent à des transitions dans des noyaux déformés : l'utilisation de fonctions d'ondes électroniques pour des noyaux déformés ne réduirait-elle pas le désaccord théorie-expérience pour les coefficients de conversion des transitions M_1 « normales » ? Dans le cas du ^{234}Pa , l'effet de structure (interdiction l ?) et de déformation se combinent peut-être.

Conversion dans la couche M.

D'après les rapports de conversion dans les couches L, M, N obtenus pour le γ de 92 KeV du ^{234}Pa et notre coefficient β_L expérimental, le coefficient de conversion M est égal à 0,6 fois le coefficient de Rose calculé sans effet d'écran.

BIBLIOGRAPHIE

Conversion interne des transitions γ M_1 :

Théorie.

- (O) — OLSSON & HULTBERG. — Arkiv für Fysik 15, n° 29 (1959).
On trouve dans cet article toutes les références antérieures à 1959.

Mesures.

- (D) — DEUTSCH B.I. & GOLDBERG N. — Phys. Rev. 117, 318 (1960).
(F) — FOUCHER R. — Journal Phys. Rad. (1959).
NIJGH & WAPSTRA. — Nuclear Phys. 9, 545 (1958-59).
(N₁) — NILSSON & RASMUSSEN. — Nuclear Phys. 5, 617 (1958).
(N₂) — 9, 528 (1958-59).
On trouve dans cet article de nombreuses références antérieures à 1958.
(W₁) — WEALE J.W. — Proc. Phys. Soc. 68, 35 (1955).

III. — COUPLAGE QUADRUPOLAIRE ÉLECTRIQUE

NOYAU-RÉSEAU CRISTALLIN

L'utilisation des mesures de corrélation angulaires α - γ ne saurait conduire à des valeurs très précises des constantes de couplage quadrupolaires électriques noyau-cristal, le recul α ($E(\text{recul}) = 100 \text{ KeV}$) ne permettant peut-être pas au noyau d'avoir une place bien fixée dans la maille cristalline [disloquée (?)] et parce que le degré de symétrie des champs électriques utilisés n'est pas certain. Malgré tout, la cohérence des résultats obtenus à partir des corrélations angulaires α - γ et de vies moyennes d'états excités, nous incite à considérer que les constantes de couplage des premiers niveaux excités de ^{231}U , du ^{226}Ra , du ^{224}Ra (chlorure-nitrate) sont approximativement exactes, c'est-à-dire qu'il est possible d'obtenir à partir des corrélations angulaires perturbées une valeur approchée des moments quadrupolaires électriques des niveaux excités des noyaux lourds au moins lorsque leur vie moyenne est de l'ordre de quelques 10^{-10} à quelques 10^{-9} secondes et que les sels radioactifs ont une structure simple.

N	^{234}U	^{226}Ra	^{224}Ra
eq $Q_2 +$ Mc/s	2340 (nitrate)	1550 (chlorure)	1400 (nitrate)

Le gradient de champ électrique moyen appliqué aux noyaux précédents serait :

$$q = 3.10^{18} \text{ volts/cm}^2$$

Des constantes de couplage quadrupolaire on peut déduire l'énergie de séparation des sous-états magnétiques des niveaux de spin $> 1/2$; elle est de l'ordre de $0,64.10^{-5} \text{ ev}$ et $1,42.10^{-5} \text{ ev}$ pour un spin $I = 2$, $0,93$ et $1,86.10^{-5} \text{ ev}$ pour un spin $I = 5/2$; $0,20.10^{-4} \text{ ev}$ pour un spin $I = 3/2$, lorsque $Q_0 = 7$ à 8 barns, c'est-à-dire supérieure ou de l'ordre de la largeur naturelle de très nombreux niveaux excités de basse énergie des noyaux lourds ($\tau \geq 10^{-11} \text{ s}$).

Bibliographie : voir références (2) et (18).

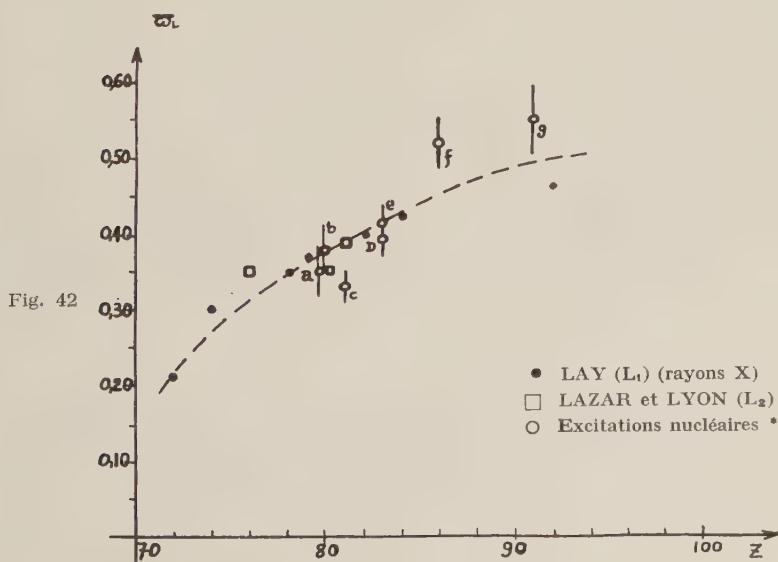
IV. — COEFFICIENTS DE FLUORESCENCE L MOYENS

DANS LES NOYAUX LOURDS

Les rendements moyens de fluorescence L sont une moyenne des rendements de fluorescence des sous-couche L pondérés différemment suivant le mode d'excitation de la couche L et l'importance pour un élément donné des passages Coster-Kronig qui déplacent les trous créés dans les sous-couches L_I ou L_{II} vers les sous-couches L_{II} et L_{III} ou L_{IV} .

Malheureusement des différents rendements de fluorescence L n'ont été bien déterminés que dans la région $Z = 82$ grâce, en particulier, à l'étude de la conversion interne du γ de 47 KeV du RaD (M_1 pur), [Frilley, Gokhale, Valadarès (F), Ewan (E_1)...], aux mesures d'excitation L par les rayons X mous de Lay (L_1), (F_1), (E_1)... et à l'analyse très détaillée de tous les résultats obtenus, effectuée par Ross, Cochran, Hughes, Feather (R_1). Pour les noyaux plus lourds, en dehors du résultat de Lay sur l'uranium (Rayons X), il n'existait que celui de Booth, Madanski, Rasetti (B_1) sur le ^{226}Ra déterminé par la mesure du nombre de photons L de conversion du rayonnement E_2 pur de 68 KeV émis en coïncidence avec le rayonnement de 142 KeV. Nous pouvons ajouter notre mesure sur le ^{234}Pa : $\omega_L(\text{Pa}) = 0,55 \pm 0,05$.

En résumé, les valeurs de ω_L connues dans les noyaux lourds sont représentées sur la figure.



(*)

- a) ^{204}Hg - capture électronique du ^{204}Tl (S1)
- b) ^{199}Hg - désintégration du ^{196}Au (H1)
- c) ^{208}Tl - désintégration du ^{212}Bi (W1, B2)
- d) ^{210}Bi - désintégration du ^{210}Pb (R1, R2)
- e) ^{212}Bi - désintégration du ^{212}Pb (W1, B2)
- f) ^{226}Ra - désintégration du ^{230}Th (B1)
- g) ^{234}Pa - désintégration du $^{234}(\text{UX}_1)$ (prt trav.)

BIBLIOGRAPHIE

Coefficients de fluorescence L :

- (B₁) — BOOTH, MADANSKY & RASETTI. — Phys. Rev. 102, 800 (1956).
- (B₂) — J. BURDE et COHEN S.C. — Phys. Rev. 104, 1085 (1956).
- (E₁) — EWAN G.T. — Thesis (1952), Edinburgh.
- (F₁) — FRILLEY M., GOKHALE B.G., VALADARÈS M. — C.R. Acad. Sc. Paris 232, 157 (1951).
FRILLEY M., VALADARÈS M. — Journ. Phys. Rad. 90, 60 (1959).
- (H₁) — HAYNES S.K. & ACHOR W.T. — Journ. Phys. Rad. 16, 635 (1955).
- (K₁) — KINSEY B.B. — Canad. Journ. Phys. A. 26.426 (1948).
- (L₁) — H. LAY. — Z. Physik 91, 533 (1939).
- (L₂) — LAZAR N.H. & LYON W.S. — Oak. Ridge. Rad. Nat. Lab. 2430 (1958).
- (R₁) — ROSS, COCHRAN, HUGUES, FEATHER. — Proc. Phys. Soc A. 68, 612 (1955).
- (R₂) — ROBINSON B.L. & FINK R.W. — Rev. Mod. Phys. 32, 117 (1960).
- (S₁) — SCHMIED H. & FINK R.W. — Phys. Rev. 107, 1062 (1957).
- (W₁) — WINKENBACH H. — Z. Physik, 152, 387 (1958).

CONCLUSION

Nos résultats ont été séparés en deux groupes, l'un se rapportant aux noyaux pairs-pairs, l'autre aux noyaux impairs. En premier lieu, nous avons mesuré la vie moyenne des niveaux $2+$ et $4+$ du Ra^{226} , $2+$ du Ra^{224} , $2+$ du Rn^{222} ; en ajoutant à ces résultats les vies moyennes du premier niveau $2+$ de l' U^{234} et du Rn^{220} mesurées par un groupe de Copenhague, nous avons montré que les vies moyennes des niveaux $2+$ et $4+$ et l'atténuation des corrélations angulaires α - γ s'expliquaient bien par la théorie des niveaux de rotation de Bohr et Mottelson conjuguée à la théorie des perturbations des corrélations angulaires d'Abraham et Pound, pour les noyaux de masse supérieure à 224. Cette cohérence est un test positif du modèle unifié de Bohr-Mottelson (1960), d'autant qu'il n'existe plus de divergence entre moments quadrupolaires et moments d'inertie depuis qu'il est tenu compte des forces résiduelles à courtes portées entre nucléons (Belyaev, Nilsson). Par contre, la nature vibrationnelle (Jean et Wilets, Jean) ou rotationnelle (Davydov) des premiers niveaux $2+$ des Rn^{220} et Rn^{222} n'a pu être précisée; le moment quadrupolaire spectroscopique de ces niveaux est cependant grand; nous admettons donc que les noyaux de ^{234}U , ^{226}Ra , ^{224}Ra ont un moment quadrupolaire intrinsèque Q_0 égal respectivement à 9,8 - 7,5 et 6,4 barns, que la valeur apparente de celui des ^{222}Rn et ^{220}Rn est 4,8 et 4 barns; ces valeurs sont tout à fait cohérentes avec celle qui a été obtenue par spectrométrie optique pour l' ^{227}Ac (8,5 barns); nous sommes donc fondés d'en déduire les paramètres de déformation quadrupolaire :

N	^{234}U	^{226}Ra	^{224}Ra	^{222}Rn	^{220}Rn
β	0,25	0,20	0,17	< 0,13 >	< 0,12 >

Les paramètres de déformation ont été calculés par Nilsson pour les noyaux de masse $A \geq 226$; les trois points connus pour les noyaux pair-pair ($A \geq 226$) sont en bon accord avec ses calculs; il est clair

que nos points expérimentaux pour $A < 226$ prolongent très bien la courbe calculée; ceci nous amène à considérer les noyaux de radons comme *non sphériques*. La transition entre les noyaux certainement très déformés et les noyaux sphériques de masse inférieure ne serait pas aussi brusque qu'on le supposait (en tous cas pour $Z = 86-88$ $A \geq 218$) ceci serait peut-être explicable par l'introduction de la totalité des forces résiduelles entre « quasi-particules ».

*
**

Ce caractère de transition entre noyaux sphériques (Pb, Bi) et noyaux déformés (Th, U...) est également mis en évidence dans le ^{223}Ra . Nous donnons le moment quadrupolaire électrique du 1^{er} niveau de particule, la vie moyenne du niveau de particule de 286 KeV de spin 3/2 ou 1/2, les probabilités d'émissions partielles ($E_1 + M_2$) du γ de 236 KeV issu de ce niveau.

Malgré la mise en évidence ou la confirmation de l'existence de transitions γ E_1 lentes dans ^{227}Ac et ^{231}Pa , nous ne pouvons tirer de conclusions définitives sur la déformation quadrupolaire de ces noyaux dans leurs états faiblement excités.

*
**

Le ralentissement de l'émission $\gamma(M_2)$ que nous avons déterminé pour la transition de 236 KeV du ^{223}Ra ou déduit pour 3 autres transitions dans des noyaux déformés peut certainement s'expliquer pour une part par les variations de la déformation d'équilibre du noyau entre les états excités initiaux et finaux. Bien que très peu de probabilités de transition M_2 soient connues, *ce ralentissement semble normal* (normal aussi dans le sens que les transitions γ M_2 auraient le même comportement que les transitions M_1, M_3, M_4) [il ne le serait donc pas d'admettre un mélange $E_1 + M_2$ pour la transition γ de 29 KeV du ^{231}Pa car la probabilité $\gamma(M_2)$ serait au moins égale à 40 unités Weisskopf].

*
**

Nous avons également montré que le coefficient de conversion interne L du rayonnement γ de 92 KeV est beaucoup plus proche de la *valeur de Sliv*, tenant compte de la dimension finie du noyau, que de la valeur calculée pour un noyau ponctuel, mais qu'il est encore plus petit vraisemblablement de 25 %. Ceci est-il général dans les noyaux déformés pour les transitions M_1 peu ou pas interdites par rapport aux prévisions du modèle des couches ?

La correction d'effet d'écran dans la conversion interne M de ce rayonnement est égale à 0,6.

Le coefficient de fluorescence L moyen d'un Protactinium est $0,55 \pm 0,05$.

*
**

Des mesures de vies moyennes et des résultats de corrélations angulaires α - γ nous déduisons une valeur du gradient de champ électrique cristallin appliqué aux noyaux de Ra et U inclus dans des chlorures ou nitrates de Th et Pu :

$$q = 3.10^{18} \text{ volts/cm}^2$$

La cohérence des résultats obtenus par la mesure des vies moyennes des niveaux de rotation et la mesure des corrélations angulaires α - γ dans les noyaux pairs-pairs permet de penser qu'on peut utiliser les mesures de *corrélations angulaires et la théorie d'Abragam et Pound* pour déterminer une valeur approchée des moments quadrupolaires électriques des niveaux excités dans les noyaux lourds, en particulier des niveaux de particule, du moins lorsque le sel radioactif utilisé a une structure simple et que les vies moyennes des niveaux sont comprises entre quelques 10^{-10} et quelques 10^{-9} secondes.

*
**

Ces résultats ont été obtenus à l'aide d'un appareillage que nous avons utilisé au maximum grâce à sa stabilité, liée en partie à la *stabilisation de la température de nos salles de mesures, stabilisation qui sera encore plus utile avec l'emploi de circuits transistorisés.*

*
**

Je voudrais ici exprimer, à la mémoire des Professeurs Irène Joliot-Curie et Frédéric Joliot, mes sentiments de profonde reconnaissance pour l'accueil qu'ils m'ont fait dans leur laboratoire de l'Institut du Radium, les conseils et encouragements si divers qu'ils m'ont prodigués.

M. le Professeur J. Teillac a ensuite suivi de très près cette étude jusqu'à son terme à Orsay. Je lui exprime mes sincères remerciements, ainsi qu'à M. M. Valadarès, Directeur du Laboratoire de l'Aimant permanent et M. le Professeur Jean, avec lesquels j'ai pu également avoir de vivifiantes discussions.

Qu'il me soit permis de remercier M. le Professeur G. Bouissières et ses collaborateurs pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans l'obtention de sources radioactives, ainsi que mes camarades L. Dick, N. Perrin, H. Vartapetian, pour leur amicale collaboration au début de ce travail.

Je remercie enfin tous les chercheurs et techniciens du Laboratoire qui ont, à des titres divers, facilité mon travail.

REFERENCES

1. — BRIX P. et KOPFERMANN H. — *Z Physik* 126, 344 (1944).
2. — TOWNES C.H. — *Encyclopedia of Physics*, p. 377, tome 38 (1) (Flügge).
3. — CASIMIR H. — *Physica*, 2, 719 (1935).
4. — BOHR A. — *Kgl. Danske Nat. Phys. Medd.* 26, n° 14 (1952).
BOHR A. et MOTTELSON B.R. — *Kgl. Danske Mat. Phys. Medd.* 27, n° 16 (1953).
5. — NILSSON S.G. — *Kgl. Danske Mat. Phys. Medd.* 29, n° 16 (1955).
6. — BLATT & WEISSKOPF. — *Phys. Rev.* 83, 1073 (1951). *Nuclear Theoretical Physics* (Wiley and Sons, N.Y.).
7. — MOSKOWSKI S.A. — *Phys. Rev.* 89, 474 (1953).
8. — MOTTELSON B.R. & NILSSON S.G. — *Phys. Rev.* 99, 1615 (1955).
9. — NILSSON S.G. & MOTTELSON B.R. — *Kgl. Danske Mat. Phys. Medd.* 1, n° 8 (1959).
10. — SUNYAR A.W. — *Phys. Rev.* 98, 653 (1953).
11. — SCHARFF-GOLDHABER G. & WENESER J. — *Phys. Rev.* 98, 212 (1955).
12. — JEAN M. & WILETS L. — *C.R. Acad. Sc. Paris*, 241, 1108 (1955).
13. — DAVYDOV & FILIPPOV. — *Nuclear Phys.* 8, 237 (1958).
14. — HAMILTON D.R. — *Phys. Rev.* 58, 122 (1940).
15. — BIEDENHARN L.C. & ROSE M.E. — *Rev. Mod. Phys.* 25, 729 (1953).
16. — GOERTZEL G. — *Phys. Rev.* 70, 897 (1946).
17. — ALDER K. — *Helv. Phys. Acta*, 25, 235 (1952).
18. — POUND R.V. & ABRAGAM A. — *Phys. Rev.* 90, 993 (1953).
19. — TEMMER G.M. & WYCKOFF J.R. — *Phys. Rev.* 92, 913 (1953).
20. — BENOIST P., TEILLAC J., VALLADAS G., FALK-VAIRANT P. — *C.R. Ac. Sc. Paris*, 238, 1656 (1954).
21. — ROSE, GOERTZER & All. — *Phys. Rev.* 83, 79 (1951).
ROSE M.E. — *Tables in β and γ rays spectroscopy* (K. Siegbahn, North Holland Pub. C° Amsterdam, 1955).

22. — SLIV L. — J. Exp. Theor. Phys. 22, 29 (1952).
SLIV L. & BAND I. — Coefficients of internal conversion (Ac. Scienc. U.R.S.S., 1956).
23. — WAPSTRA A.N. & NIJGH G.J. — Nuclear Phys. 1, 245 (1956).
24. — CHURCH E.L. & WENESER J. — Phys. Rev. 104 1382 (1956).
25. — NILSSON S.G. & RASMUSSEN J.O. — Nuclear Phys. 5, 617 (1958).
26. — ROSE M.E. — Tables of internal conversion coefficients.
27. — MORTON, WRIGHT, BREITENBERGER, KELLEY. — Encyclopedia of Physics XLV, p. 86.
28. — FOUCHER R., DICK L., PERRIN N., VARTAPETIAN H. — Jour. Phys. Rad. 17, 581 (1956) A.
29. — CALDWELL & TURNER. — Nucleonics 12, 47 (n° 12) (1954).
30. — FOUCHER R., DICK L., PERRIN N., VARTAPETIAN H. — Jour. Phys. Rad. 18, 54 (1957) A.
31. — WATKINS & FISHBINE. — A.E.C.V. 184-6-27-49-550 Oak Ridge.
32. — JOHNSTONE C.W. — Nucleonics 11, p. 36 (1953).
33. — DICK L., FOUCHER R., PERRIN N., VARTAPETIAN H. — C.R. Ac. Sc. 240, 1335 (1955).
34. — NEWTON T.D. — Phys. Rev. 78, 490 (1950).
35. — BAY Z. — Phys. Rev. 77, 419 (1950).
36. — POST R.F. & SCHIFF L.I. — Phys. Rev. 80, 1113 (1950).
37. — DICK, FOUCHER, PERRIN, VARTAPETIAN. — C.R. 242, 103 (1956).
38. — GATTI & SVETLO. — Communication privée (1959).
39. — FISHER J. & MARSHALL J. — Rev. Sc. inst. 23, 417 (1952).
40. — VARTAPETIAN H., DICK L., FOUCHER R., PERRIN N. — J. Phys. & Rad. 17, 537 (1956).
41. — OWEN. — Communication privée.
42. — DICK L. — Thèse Paris (1956).
43. — DICK L. — J. Phys. Rad. 17, 590 (1956).
44. — BURDE J. & COHEN S.G. — Phys. Rev. 104, 1093 (1956).
45. — FOUCHER R., VARTAPETIAN H. — C.R. Ac. Sc. 246, 1034 (1958). (1958).
46. — SIEKMAN J.G. & DE WAARD K. — Pro. Rehovoth Conf. (1958) North Holland Publ. Co.
SIEKMAN J.G. — Thèse (1959), Groningen.

47. — PERRIN N. — Thèse Paris (1958).
48. — BRODIE. — Proc. Phys. Soc. A. 67, 265 (1954).
49. — ROSEMBLUM, VALADARÈS, BERNAS. — C.R. Ac. Sc. 239, 759 (1954).
50. — JARVIS C. & ROSS M. — Proc. Phys. Soc. 63, 535 (1951).
51. — MILTON J. & FRASER J. — Bull. Am. Phy. Soc., p. 40 (30th April 1954).
52. — BATTEY J., MADANSKY L. & RASETTI F. — Phys. Rev. 89, 182 (1953).
53. — BELING J., FELD B., HALPERN I. — Phys. Rev. 84, 155 (1951).
54. — FALK-VAIRANT P., TEILLAC J., VALLADAS G., BENOIST P. — C.R. Ac. Sc. 238, 1409 (1953). —
55. — ALDER, BOHR, HUUS, MOTTELSON, WINTHER. — Rev. Mod. Phys. 28, 432 (1956).
56. — ROSEMBLUM S., VALADARÈS, BLANDIN-VIAL, BERNAS. — C.R. Ac. Sc. 238, 1496 (1954).
57. — HUMMEL J.P. — Thesis UCRL, 3456, July (1956).
58. — ROSEMBLUM S., VALADARÈS M., BERNAS R. — C.R. Ac. Sc. 239, 759 (1954).
59. — STEPHENS F., ASARO F., PERLMAN I. — Phys. Rev. 107, 1091 (1957).
60. — BOOTH E., MADANSKY L., RASETTI F. — Phys. Rev. 102, 800 (1956).
61. — VARTAPETIAN H., FOUCHER R. — C.R. 246, 239 (1958).
62. — ROSEMBLUM S., VALADARÈS M., GUILLOT M. — Jour. Phys. Rad. 15, 129 (1954).
63. — STEPHENS F., ASARO F., PERLMAN I. — Phys. Rev. (1957).
64. — VICTOR C., TEILLAC J., FALK-VAIRANT P., BOUSSIÈRES G. — Jour. Phys. Rad. 13, 565 (1952).
65. — STEPHENS F., ASARO F., PERLMAN I. — Rev. Mod. Phys. 30, n° 2 (1958).
66. — WALLEN, BASTIN. — Conf. Int. Phys. Nucl. Paris (1958) (Dunod).
67. — FOUCHER R. — C.R. Ac. Sc. 249, 2310 (1959).
68. — BELL, BJORNHOLM B., SEVERIENS. — Communication privée.
69. — SHFLINE. — Rev. Mod. Phys. 32, n° 1 (1960).

70. — FOUCHER R. — C.R. Ac. Sc. 250, 4346 (1960).
71. — BELYAEV. — Kgl Danske Mat. Fys. 31, n° 11 (1959).
72. — HYDE E.K. — Phys. Rev. 24, 1221 (1954).
73. — FRILLEY M., ROSEMBLUM S., VALADARÈS M., BOUSSIÈRES G. — Jour. Phys. Rad. 16, 378 (1955).
74. — PILGER R. — Thèse Uclrl 3877 (1957).
75. — FOUCHER R., DICK L., PERRIN N., VARTAPETIAN H. — Jour. Phy. Rad. 17, 581 (1956).
76. — PETIT Y. — Thèse Paris (1959).
77. — RYZHANOV. — J.E.T.P. 36, 656 (1959).
78. — NOVIKOVA G.I. & Coll. — J.E.T.P. 37, n° 4, 663 (1960).
79. — VARTAPETIAN H. — C.R. Ac. Sc. 246, 1109 (1958).
80. — HUMMEL J.P. — Bull. Am. Phys. Soc. 29, n° 8 (1954).
81. — FALK-VAIRANT P. & RIOU M. — Jour. Phys. Rad. (1953).
82. — TEILLAC J., RIOU M., DENEISGES. — C.R. Ac. Sc. 237, 41 (1953).
83. — MOORE R.L. — Thèse Los Alamos (1953).
84. — ASARO F., STEPHENS F., HOLLANDER J.M., PERLMAN F. — Phys. Rev. 117, 492 (1960).
85. — FRED, TOMKINS, MEGGERS. — Phys. Rev. 98, 1514 (1955).
86. — STEPHENS, ASARO, PERLMAN. — Phys. Rev. 113, 212 (1959).
87. — STOKER, HEERSHAP, ONG PING HOK. — Physica XIX, 433 (1953).
88. — ONG PING HOK, VERSHOOR & BORN. — Physica XXII, 464 (1956).
89. — JOHANSSON A.E. — Phys. Rev. 96, 1075 (1954).
90. — VARTAPETIAN. — Annales Physiques (1958).
91. — FOUCHER R. — C.R. Acad. Sc., 248, 1800 (1959).
92. — HOFF, OLSEN, MANN. — Phys. Rev. 102, 805 (1956).
93. — FOUCHER R. — Journ. Phys. 20, 508 (1959).
94. — ZIPJ, TOM, SIZOO. — Physica XX, 727 (1954).
95. — SCHNEIDER H., DE LANGE P., DE VILLIERS J. — Nuovo Cimento 14, 11 (1959).

TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE I. — DÉFORMATION DES NOYAUX ET PROBABILITÉS DE TRANSITION γ - CORRÉLATIONS ANGULAIRES - CONVERSION INTERNE	
INTRODUCTION	5
I. — Hypothèses de base	6
II. — Définition des moments quadrupolaires et des paramètres de déformation	7
III. — Vies moyennes d'états excités et déformations ..	9
IV. — Corrélations angulaires et déformations	13
V. — Conversion interne et déformations	16
CHAPITRE II. — ANALYSE DES RAYONNEMENTS α , β , γ . - MESURES DES VIES MOYENNES D'ÉTATS EXCITÉS	
I. — Détection des rayonnements	18
II. — Mesures des vies moyennes d'états excités par la méthode des coïncidences différées (calculs - réali- sation)	23
III. — Spectrométrie magnétique des électrons de con- version interne (influence du recul α sur la forme des raies)	28
CHAPITRE III. — NOYAUX PAIRS-PAIRS	
I. — Estimation de la vie moyenne des premiers ni- veaux $2+$ des noyaux $A > 218$	33
II. — Détermination expérimentale des vies moyennes	35
III. — Discussion des résultats expérimentaux : défor- mations quadrupolaires	40
IV. — Déformation quadrupolaire des noyaux lourds pairs-pairs	46
CHAPITRE IV. — NOYAUX IMPAIRS	
I. — ^{223}Ra	50
II. — ^{227}Ac	58
III. — ^{234}Pa	63

CHAPITRE V. — INTERACTION NOYAU-CORTÈGE DANS LES NOYAUX
LOURDS

I. — Probabilité de transition $\gamma(M_2)$	73
II. — Conversion interne M_1 « normale »	76
III. — Constantes d'interaction quadrupolaire électrique	78
IV. — Coefficients de fluorescence L moyens	79
CONCLUSION	81
RÉFÉRENCES.....	87

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

**«Les particules élémentaires dans l'étude
de la structure nucléaire».**

Vu et approuvé :
Paris, le 7 février 1961
Le Doyen de la Faculté des Sciences
J. PÉRÈS

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris
Jean SARRAILH

Imp. H. DRIDÉ
4 & 6, Rue du Donjon
VINCENNES (Seine)

